INTERSTELLARWIND-MODELLE MIT SONNENWIND-ANISOTROPIEN: ANALYSE DER INTERPLANETAREN UV-BEOBACHTUNGEN DER RAUMSONDE MARINER 10

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Mathem.-Naturw. Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu
BONN

vorgelegt von

NORBERT WITT
aus
HAMBURG

BONN 1979

INTERSTELLARWIND-MODELLE MIT SONNENWIND-ANISOTROPIEN: ANALYSE DER INTERPLANETAREN UV-BEOBACHTUNGEN DER RAUMSONDE MARINER 10

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Mathem.-Naturw. Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu
BONN

vorgelegt von

NORBERT WITT
aus

HAMBURG

BONN 1979

Angefertigt mit Genehmigung der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Bonn

1. Referent: Prof. Dr. P.W. Blum

2. Referent: Prof. Dr. M. Roemer

Tag der mündlichen Prüfung: 29. Juni 1979

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Institut für Astrophysik und Extraterrestrische Forschung

der Universität Bonn

Direktor: Prof. Dr. W. Priester

Druck: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität, Bonn

I N H A L T

	Seite
ABSTRACT	6
1. EINLEITUNG	8
2. BEOBACHTUNGEN UND MODELLE DER INTERPLANETAREN STREUSTRAHLUNGSVERTEILUNG	10
2.1 Die Lyman-alpha-Streustrahlungsverteilung	11
2.2 Die Helium-584 A-Streustrahlungsverteilung	18
3. DAS ANALYTISCHE MODELL DER INTERPLANETAREN NEUTRALGASDICHTE	20
3.1 Das BPW-Dichtemodell	20
3.2 Das Dichtemodell für negative effektive Gravitation	25
4. BERECHNUNG DER INTERPLANETAREN STREUSTRAHLUNGSVERTEILUNG	34
4.1 Das Modell der Resonanzstreuung	34
4.2 Das Computerprogramm zur Darstellung der Intensitätsverteilung	37
4.3 Abhängigkeit der Streustrahlungsverteilung von den solaren und interstellaren Parametern	40
4.4 Vergleich des Interstellarwind-Modells mit früheren Beobachtungen	48

Seite

5. BESTIMMUNG DER INTERSTELLARWIND-PARAMETER AN HAND DER MARINER 10-BEOBACHTUNGSDATEN 52
5.1 Beobachtungsgeometrie der Mariner 10-Messungen 52
5.2 Solare Parameter 55
5.3 Anpassung des Modells an die Beobachtungsdaten 56
5.4 Die RCM 1-Beobachtung 60
5.5 Die RCM 3-Beobachtung 68
5.6 Die RCM 4-Beobachtung 73
5.7 Die galaktische Komponente im Lyman-alpha-Signal bei RCM 4 76
5.8 Die RCM 7-Beobachtung 79
5.9 Diskussion der Ergebnisse 83
5.10 Diskussion der Symmetrie der Strahlungsverteilung 87

6. ANALYSE DER MARINER 10-MESSUNGEN IN HINBLICK AUF ANISOTROPIEN DER SOLAREN STRAHLUNGEN 90
6.1 Breitenabhängige Anisotropien 91
6.2 Modell der Breitenvariation des Sonnenwindes 91
6.3 Anisotropie des solaren EUV-Strahlungsflusses 94
6.4 Longitudinale Anisotropien: Die solare-27-Tage Variation 95
6.5 Bestimmung der Sonnenwind-Anisotropie 99

7. DIE ANISOTROPIE DES SONNENWINDES 110
7.1 Die Breitenvariation der Sonnenwind-eigenschaften 112
7.2 Die Auswirkung der Sonnewind-Anisotropie auf die Quellfunktion der Lyman-alpha-Streustrahlung 119

8. VORAUSSAGEN ZUKÜNFTIGER BEOBACHTUNGEN 125
8.1 Die Beobachtbarkeit der Sonnenwind-Anisotropie 126
8.2 Pioneer Venus Orbiter 127
8.3 Voyager und Galileo-Sonde 131
8.3 Solar Polar Mission 131

Seite

9. ZUSAMMENFASSUNG UND ERGEBNISSE 138
9.1 Theoretische Ergebnisse 138
9.2 Interstellarwind-Eigenschaften 138
9.3 Sonnenwind-Anisotropien 140
9.4 Voraussagen 140

ANHANG A: Herleitung der analytischen Lösung für die interplanetare Wasserstoffdichte bei negativer effektiver Gravitation 142

ANHANG B: Auswirkung der Breitenabhängigkeit des Sonnenwindes auf die interplanetare Wasserstoffdichte 148

LITERATURVERZEICHNIS 151

ABSTRACT

In this thesis the interaction of the interstellar neutral gases flowing into the solar system, i.e. the interstellar wind, with the solar radiative and particle fluxes is investigated. An improved theoretical model of this interaction is developed and employed for the interpretation of UV observations of the Mariner 10 spacecraft. The Mariner 10 measurements are the first simultaneous observations of the interplanetary distributions of both the Lyman-alpha and helium 584 A resonance radiation. With our analysis of these observations a consistent set of properties of the interstellar wind is determined: (1) The temperature of the local interstellar medium is 15 000 ± 3000 K. (2) The interstellar wind velocity and origin are given by $V_o = 22 \pm 3$ km sec^{-1} and $\alpha = 252^o \pm 2^o$, $\delta = -17^o \pm 2^o$. The number density of neutral hydrogen outside the solar system is 0.04 ± 0.01 cm^{-3}. The corresponding helium density is 0.008 ± 0.002 cm^{-3}. (5) With the derived hydrogen to helium neutral density ratio of 5 to 1 and a calculation of the thermal collisional ionization at 15 000 K it can be shown that about one half of the interstellar hydrogen is ionized.

Because of their unprecedentedly good quality the Mariner 10 observations represent the first set of data also permitting the determination of solar parameters underlying the resonance radiation distribution. Significant discrepancies between the Lyman-alpha data and the corresponding model fits indicate an enhancement of the neutral interplanetary hydrogen densities above the solar poles. This effect is found to be caused by a latitudinal variation of the solar wind flux and/or solar wind velocity. An analytical model is constructed that allows the calculation of the neutral hydrogen density as a function of heliographic latitude. With this model it is possible to fit the Mariner 10 data within the statistical accuracy, which leads to a quantitative determination of the latitude dependence of the solar wind properties.

This new method for the determination of the properties of the

solar wind outside the ecliptic represents the most important result of this thesis: (1) The charge exchange rate of solar wind protons with hydrogen atoms decreases from the solar equator to the poles by 33%, resulting in a 25% increase in the hydrogen atom lifetime over the solar poles. (2) Together with interplanetary scintillation measurements, which indicate an increase of the solar wind velocity of 45% at the poles, our analysis implies that the solar wind flux decreases with latitude and reaches only 85% of its equatorial value above the solar poles.

Using these results for the interstellar wind and solar wind properties, the latitudinally anisotropic model is employed for predictions of resonance radiation distributions that are anticipated in the course of future interplanetary spacecraft experiments.

1. EINLEITUNG

Das interstellare Medium besteht aus Gas und Staub im Raum zwischen den Sternen. In manchen Gebieten unserer Milchstraße bilden die Gasatome oder Staubteilchen so dichte Wolken, daß diese mit optischen Teleskopen beobachtet werden können. Dagegen sind die Dichten in anderen Gebieten, zum Beispiel außerhalb der galaktischen Spiralarme, sehr gering. Die mittlere Gasdichte beträgt etwa ein Teilchen pro ccm. In der Nähe heißer Sterne bilden sich sogenannte H II-Regionen, in denen das Gas überwiegend geladen ist. In den H I-Regionen ist das Gas überwiegend neutral.

Auch durch die Strahlungen der Sonne können neutrale Gasatome in der Sonnenumgebung ionisiert werden. Weil sich jedoch die Sonne mit einer gewissen Relativgeschwindigkeit durch das interstellare Medium bewegt, dringt interstellares neutrales Gas in das Sonnensystem ein. Dieser einfließende Gasstrom wird als interstellarer Wind bezeichnet. Er besteht, entsprechend der Häufigkeit der Elemente im interstellaren Medium, überwiegend aus Wasserstoff, auch aus Helium, und nur zu einem sehr geringen Anteil aus den anderen Elementen.

Der interstellare Wind tritt mit den Strahlungen der Sonne in eine Vielzahl von Wechselwirkungen ein. Hierbei ist besonders wichtig, daß die intensiven Emissionslinien der Sonne bei 1216 A und 584 A - das sind die Resonanzlinien von Wasserstoff und Helium - durch das ins Sonnensystem vorgedrungene interstellare Neutralgas zurückgestreut werden. Diese Resonanzstreustrahlung kann gemessen werden und liefert Informationen über die Dichte des Neutralgases im interplanetaren Raum.

Der interstellare Wind wird auch beeinflußt vom Sonnenwind, einem von der Sonne ausgehenden Fluß geladener Teilchen. Dabei verändern sich sowohl die Eigenschaften des interstellaren Gases im Sonnensystem als auch die des Sonnenwindes selbst.

Die Eigenschaften des interstellaren Gases und die Strahlungen und Gravitation der Sonne sind für die Merkmale der gemessenen Streustrahlungsverteilung ausschlaggebend. Tatsächlich ist die Analyse der beobachteten Strahlungsverteilung die bisher einzige

Methode zur Bestimmung der Eigenschaften des interstellaren Mediums in der unmittelbaren Umgebung des Sonnensystems. Deshalb wurde seit 1969 wiederholt durch Instrumente an Bord von Höhenraketen, Erdsatelliten und interplanetaren Sonden die extraterrestrische extreme Ultraviolettstrahlung bei 1216 A und 584 A gemessen. Diese Messungen ergaben interessant strukturierte, asymmetrische Intensitätsverteilungen der gestreuten Strahlung, die zudem für Wasserstoff und Helium qualitativ völlig unterschiedlich aussehen. Unser heutiges Wissen über das lokale interstellare Medium beruht auf der Interpretation dieser Messungen mit Hilfe der theoretischen Modelle des interstellaren Windes.

In dieser Arbeit wird ein Beitrag zur Physik der Wechselwirkung des interstellaren Mediums mit dem Sonnensystem geleistet. Mit dem Ziel einer widerspruchsfreien Deutung der interplanetaren Strahlungsverteilung werden zunächst die relevanten Lyman-alpha-Messungen und die darauf basierenden Modelle verglichen. Daraufhin wird ein erweitertes Modell des interstellaren Windes entwikkelt und zur Analyse der vorliegenden Beobachtungen eingesetzt.

Die Raumsonde Mariner 10 führte 1973/1974 auf dem Flug zur Venus sehr ausführliche Messungen der Streustrahlungsverteilung durch. Diese Daten werden mit dem erweiterten Modell analysiert: ein Teil der vorliegenden Arbeit stellt die bisher exakteste Bestimmung der Eigenschaften des lokalen interstellaren Mediums dar.

In bisherigen Untersuchungen wurden die interplanetaren Beobachtungsdaten immer nur in Hinblick auf die Bestimmung der interstellaren Gasparameter analysiert. In dieser Arbeit wird die Analyse der interplanetaren Messungen zusätzlich in eine andere Richtung geführt: Die Strahlungsverteilung soll Auskunft über die ihr zugrundeliegenden solaren Faktoren liefern. Man benutzt also den interstellaren Wind als Instrument zur Bestimmung von Eigenschaften derjenigen solaren Strahlungen, mit denen er in Wechselwirkung tritt. Insbesondere ist es damit zum ersten Mal möglich, breitenabhängige Veränderungen des Sonnenwindflusses nachzuweisen und ein Modell zu entwickeln, mit dem diese Anisotropie auch quantitativ festgelegt wird.

2. BEOBACHTUNGEN UND MODELLE DER INTERPLANETAREN STREUSTRAHLUNGSVERTEILUNG

Die Eigenschaften des interstellaren Mediums werden beim Eindringen in das Sonnensystem durch den Einfluß der Sonne völlig verändert. Zunächst wirkt das interplanetare Magnetfeld, welches durch den Sonnenwind mitgeführt wird, als ein Filter, der an der Heliosphärengrenze für das interstellare Plasma und Magnetfeld undurchlässig ist. Nur das neutrale interstellare Gas kann unbehindert in die Heliosphäre bis zum Abstand von einigen astronomischen Einheiten (AE) von der Sonne einfließen. Der Vektor der Anflugrichtung des interstellaren Windes wird auf der Luvseite als Upwind-Achse, auf der Leeseite als Downwind-Achse bezeichnet.

Im Gravitationsfeld der Sonne bewegen sich die Neutralgasatome auf Keplerhyperbeln, wodurch sich ihre Dichte und Geschwindigkeitsverteilung in Sonnennähe entscheidend verändert. Für die Wasserstoffkomponente des interstellaren Windes wird dabei die Gravitationswirkung durch den starken Lyman-alpha-Strahlungsdruck der Sonne vermindert oder sogar überkompensiert. Ladungsaustauschreaktionen mit Sonnenwindprotonen führen zur Verringerung der Dichte der einfließenden Neutralatome. Das interstellare Gas wird außerdem durch die solare EUV-Strahlung teilweise photoionisiert.

Diese Prozesse führen zu einer asymmetrischen Dichteverteilung des neutralen Gases im Sonnensystem. Zudem wirken die solaren Strahlungsflüsse und Gravitation unterschiedlich auf die beiden Komponenten des interstellaren Windes: Verglichen mit den Wasserstoffatomen werden die neutralen Heliumatome in geringerem Maße ionisiert und stärker durch die solare Gravitation beeinflußt. Deshalb wird das neutrale Helium auf der Downwind-Seite fokussiert. Bedingt durch den Lyman-alpha-Strahlungsdruck sind die Wasserstoffdichten im Downwind-Bereich wohl sehr gering und auf der Upwind-Seite relativ am größten.

Verglichen mit dem Ruhestandard der näheren Fixsternumgebung bewegt sich das Sonnensystem mit etwa 20 km/sec in die Richtung

des Sternbildes Ophiuchus. Die Koordinaten der solaren Apexbewegung sind $\alpha = 270^{\circ}$, $\delta = 27^{\circ}$. Aus radioastronomischen Messungen ist bekannt, daß interstellare Gaswolken Eigengeschwindigkeiten der gleichen Größenordnung bezüglich ihres lokalen Ruhestandards besitzen. Die Anflugrichtung und Geschwindigkeit des interstellaren Windes ergibt sich aus der Überlagerung der Apexbewegungen des Sonnensystems und des lokalen interstellaren Mediums.

Ausgehend von einer Relativgeschwindigkeit zwischen Sonne und interstellarem Medium von 10 bis 40 km/sec haben erstmalig Blum und Fahr (1969) eine asymmetrische Dichteverteilung für den interstellaren Wasserstoff im interplanetaren Raum vorhergesagt. Bald darauf konnten Chambers et al. (1970) an Hand der extraterrestrischen Beobachtungsdaten der zwei Vela 4-Satelliten die vorhergesagte Asymmetrie der interplanetaren Wasserstoffdichten nachweisen. Die bis dahin durchgeführten Lyman-alpha-Messungen waren nie in Hinblick auf dieses Phänomen analysiert worden, sondern wurden als Strahlungen galaktischen Ursprungs interpretiert (Kurt und Germogenova, 1967; Kurt und Dostalov, 1968; Kurt und Syunyaev, 1968; Tinsley, 1969; Barth, 1970a).

2.1 Die Lyman-alpha-Streustrahlungsverteilung

In diesem Abschnitt werden die seit 1969 durchgeführten Messungen der extraterrestrischen Lyman-alpha-Streustrahlung und der darauf basierenden Modelle des interstellaren Windes verglichen.

Die Theorie von Blum und Fahr (1969, 1970a, 1970b) sagt ein Maximum der Lyman-alpha-Streustrahlung aus der Upwind-Richtung des interstellaren Windes voraus. Die sehr begrenzten Meßergebnisse der Vela 4-Sonden (Chambers et al., 1970) deuteten darauf hin, daß die Upwind-Richtung mit einer Rektaszension $\alpha = 265^{\circ}$ mit dem Apex der Sonnenbewegung übereinstimmte, daß also das lokale interstellare Medium bezüglich der mittleren Bewegung der näheren Fixsternumgebung ruht. Spätere Messungen, bei denen auch die Deklination des Lyman-alpha-Maximums gemessen wurde, zeigten jedoch, daß Upwind-Richtung und Sonnenapex sich signifikant unterscheiden.

Das Lyman-alpha-Maximum der Vela 4-Messungen hatte eine Intensität von 160 Rayleigh (R), die Minimalintensität betrug 60 R. Fahr (1970) benutzte diese Ergebnisse, um die Dichte des neutralen interstellaren Wasserstoffs außerhalb des Sonnensystems zu berechnen: Es ergab sich ein Wert von 0.06 Atomen/cm^3, was erheblich unter dem Wert liegt, der für die interstellare Gasdichte in galaktischen Spiralarmen erwartet wurde.

Die Lyman-alpha-Beobachtungen der Mariner 6-Raumsonde (Barth, 1970b) zeigten wesentlich höhere Intensitäten: Für das Maximum wurden 380 R gemessen, seine Position lag bei $\alpha = 260 \pm 20^{\circ}$, $\delta = 0 \pm 15^{\circ}$.

Die Messungen der Strahlungsverteilung durch den OGO 5-Satelliten waren besonders wichtig: In Abständen von mehreren Monaten wurde jeweils innerhalb von einem Tag die Lyman-alpha-Streustrahlung so ausführlich gemessen, daß erstmals Himmelskarten der Intensitätsverteilung hergestellt werden konnten (Bertaux und Blamont, 1971; Thomas und Krassa, 1971). Ein weiterer Vorzug dieser Beobachtungen war, daß unabhängig voneinander zwei Meßgeräte (CNRS-und LASP-Experimente) zur Beobachtung verwendet wurden. Die Ergebnisse beider Experimente stimmten gut miteinander überein. Insgesamt wurden mit OGO 5 sechs "Spin-Up" Manöver zur Lyman-alpha-Messung durchgeführt. Beim ersten dieser Beobachtungsmanöver (SU-1 im September 1969) wurde bei $\alpha = 240^{\circ}$, $\delta = -20^{\circ}$ eine Maximalintensität von 570 R (LASP-Experiment, Thomas und Krassa, 1971) bzw. 500 R (CNRS-Experiment, Bertaux und Blamont, 1971) gemessen. Eine Verschiebung des Maximums zur Position $\alpha = 280^{\circ}$, $\delta = -20^{\circ}$ ergab sich bei der SU-3 Messung im April 1970. Die Intensitäten lagen bei 585 R (LASP) bzw. 450 R (CNRS). Beide Beobachtungen ergaben ein breites Minimum von etwa 200 R in der Region $\alpha = 60 - 80^{\circ}$, $\delta = 0 - 40^{\circ}$. Während des SU-2-Manövers im Dezember 1969 konnte - bedingt durch die Position der Sonne - kein Maximum oder Minimum gemessen werden. Die weiteren Beobachtungen SU-4, SU-5 und SU-6 zeigten ähnliche Resultate wie SU-1 und SU-3, jedoch waren die Intensitäten insgesamt niedriger.

Ausgehend von den Messungen des OGO 5-Satelliten wurden von mehreren Autoren theoretische Modelle zur Deutung der Beobachtungen

entwickelt. Zu Schwierigkeiten dieser Interpretationen führte die Kontamination der Meßdaten durch die Lyman-alpha-Streustrahlung der Geokorona. Es wurde auch die Vermutung geäußert, daß ein wesentlicher Teil der gemessenen Intensität galaktischen Ursprungs sei; die Höhe dieses Beitrags wurde jedoch unterschiedlich angesetzt. Aus diesen Gründen, aber auch wegen der unterschiedlichen theoretischen Ansätze, ergaben die verschiedenen Interpretationen der OGO 5-Beobachtungen teilweise recht widersprüchliche Ergebnisse. Insgesamt aber wurde bestätigt, daß die extraterrestrische Lyman-alpha-Strahlung überwiegend interplanetaren Ursprungs und eine Folge des interstellaren Windes sei.

Thomas und Krassa (1971) wiesen darauf hin, daß die beobachtete Verschiebung des Maximums zwischen zwei Beobachtungen nur durch einen Parallaxeneffekt, der durch die Bewegung der Erde in ihrer Umlaufbahn um die Sonne hervorgerufen wird, zu erklären ist. Aus dem Vergleich der Beobachtungen konnten die Lage des Lyman-alpha-Maximums relativ zur Sonne und damit die Upwind-Richtung berechnet werden: Sowohl die LASP- wie auch die CNRS-Daten führten zu den Koordinaten $\alpha = 264^{o}$, $\delta = -22^{o}$. Damit war erwiesen, daß die Upwind-Richtung nicht mit der solaren Apexbewegung übereinstimmte. Somit besitzt das sonnennahe interstellare Medium selbst eine Relativgeschwindigkeit bezüglich der lokalen Fixsternumgebung.

In einer ersten Analyse der Beobachtungen SU-1 und SU-3 fand Thomas (1971) die gleiche Wasserstoffdichte wie vorher Fahr (1970) von $0.06\ cm^{-3}$ und eine Relativgeschwindigkeit $v_o = 10$ km/sec. Dabei ging er von einem isotropen galaktischen Hintergrund von 240 R Intensität aus. Die Datenanalyse von Bertaux und Blamont (1970) ergab einen Dichtewert $n_H = 0.1\ cm^{-3}$ und eine Geschwindigkeit von 5.5 km/sec. Allerdings lag diesen Berechnungen die Voraussetzung zugrunde, daß das interstellare Gas "kalt" sei.

Die statistische Signifikanz der OGO 5-Daten ließ eine Bestimmung der Temperatur des interstellaren Mediums nicht zu. Deshalb berechneten Bertaux et al. (1972) die Parameter des interstellaren Windes zusätzlich für den Fall eines heißen interstellaren

REFERENCE	SPACECRAFT	DATE OF OBSERVATION	SPACECRAFT POSITION	LY-ALPHA MAXIMUM		LY-ALPHA MINIMUM	
				COORDS.	INTENS.	COORDS.	INTENS.
BARTH 1790b	MARINER 6	12-14 AUG 69	E.LONG.≈300° 1.5 AU (AFTER MARS FLY-BY)	α=260±20 δ= 0±15	380 R		
BOHLIN 1973	MARINER 9	2 OCT 1971 9 OCT 1971 3 NOV 1971	E.LONG.= 0° 1.5 AU (AFTER MARS FLY-BY)		650 R	α=50° δ=30°	130 R
BERTAUX BLAMONT 1971	OGO-5 (CNRS-EXPERIMENT)	SU 1: 12-14 SEP 69	E.LONG.≈350° 1.0 AU EARTH ORBIT 15 R_E	α=240±10 δ=-20±20	500 R	0<α<80 0<δ<40	200 R
		SU 3: 1-3 APR 70	E.LONG.≈190° 1.0 AU	α=290± 5 δ= 0±15	450 R	α=60 δ=20	200 R
		SU 2: 15-17 DEC 69	E.LONG.≈85° 1.0 AU				
THOMAS KRASSA 1971	OGO-5 (LASP-EXPERIMENT)	SU 1: 12-14 SEP 69	E.LONG.≈350° 1.0 AU	α=240 δ=-20	570 R	α=80 δ=30	220 R
		SU 3: 1-3 APR 70	E.LONG.≈190° 1.0 AU	α=280 δ=-20	585 R	α=70 δ=30	238 R
		SU 2: 15-17 DEC 69	E.LONG.≈85° 1.0 AU				
THOMAS KRASSA 1974	OGO-5 (LASP-EXPERIMENT)	SU 4: 4 SEP 70	E.LONG.≈340 1.0 AU	α=238 δ=-20	570 R	α=58 δ=20	258 R
		SU 5: 18 MAR 71	E.LONG.≈175° 1.0 AU	α=255 δ=-30	500 R		
		SU 6: 23 MAY 71	E.LONG.≈240° 1.0 AU				
SUZUKI 1975	PIONEER 10	1973	1 - 5 AU (EARTH TO JUPITER)	α=240 δ=-30			100 R AT 5 AU
BERTAUX ET AL. 1976	MARS 7	AUG 73 - MAR 74	1 - 1.5 AU (EARTH TO MARS)		400 R		100 R
FASTIE ET AL. 1973	APOLLO 17	17-19 DEC 72	E.LONG.≈85° 1.0 AU (MOON TO EARTH)				VERY LOW

Tabelle 2.1: Aufstellung der von Raumsonden und Satelliten durchgeführten Beobachtungen der interplanetaren Lyman-alpha-Streustrahlung.

Gases. Für eine Temperatur von 10^4 K ergaben sich dabei für die Dichte $n_H = 0.16$ cm^{-3} und für die Geschwindigkeit $v_o = 3.5$ km/sec. Thomas (1971) erhielt bei Berücksichtigung der Gastemperatur ($T_o = 10^4$ K) ebenfalls höhere Dichtewerte ($n_H = 0.09$ bis 0.12 cm^{-3}) und einen geringeren Wert für die Relativgeschwindigkeit ($v_o = 6$ km/sec) als in seinem kalten Modell. Aus den insgesamt geringeren Streustrahlungsintensitäten, die bei SU-4 bis SU-6 gemessen wurden, schlossen Thomas und Krassa (1974) auf eine Abnahme des solaren Lyman-alpha-Strahlungsflusses.

Wallis (1974) berechnete aus den OGO 5-Daten sehr hohe Dichtewerte $n_H = 0.2 - 0.3$ cm^{-3} und eine Relativgeschwindigkeit $v_o = 15$ km/sec. Die Analyse von Blum (1973) ergab dagegen geringere Wasserstoffdichten $n_H = 0.035 - 0.08$ cm^{-3} und eine galaktische isotrope Hintergrundintensität von 140 R. Fahr und Lay (1972) wiederum deduzierten aus den OGO 5-Beobachtungen eine galaktische Komponente von nur 10 R und eine Dichte von 0.105 cm^{-3}.

Die Messungen der Raumsonde Mariner 9 (Bohlin, 1973), die nach dem Vorbeiflug am Mars durchgeführt wurden, zeigten im Minimum nur 130 R, also wesentlich geringere Intensitäten als bei den OGO 5-Beobachtungen. Da bei dieser Messung ein geokoronaler Beitrag ausgeschlossen werden konnte, war erwiesen, daß das Außmaß der geokoronalen Kontamination der OGO 5-Daten in allen Interpretationen unterschätzt worden war. Entsprechend war die galaktische Komponente zu hoch angesetzt worden. Mit der Mariner 9-Sonde konnte jedoch nicht die gesamte Verteilung der Strahlungsintensität gemessen werden, so daß die Lage des Maximums unbestimmt blieb. Aus den Daten ermittelte Bohlin (1973) eine Relativgeschwindigkeit des interstellaren Mediums bezüglich der Sonne von 13 - 14 km/sec.

Mit der Raumsonde Mars 7 (Bertaux et al., 1976) wurde kontinuierlich über ein halbes Jahr die Lyman-alpha-Strahlungsverteilung gemessen. Das beobachtete Maximum betrug 400 R, das Minimum 100 R. Diese Daten wurden von Bertaux et al. (1976) zur Bestimmung der Temperatur des interstellaren Mediums herangezogen.

REFERENCE	BASIC OBSERVATION	INTERSTELLAR HYDROGEN DENSITY (CM^{-3})	INTERSTELLAR TEMPERATURE(K)	INTERSTELLAR WIND VELOCITY (KM/SEC)
BERTAUX BLAMONT 1970	OGO-5: SU 2 (CNRS-EXPERIMENT)	0.1	COLD MODEL	20
BERTAUX ET AL. 1972	OGO-5: SU 1, SU 3 (CNRS-EXPERIMENT)	0.1	3000±2000	5.5 ± 1.5
		0.16	6000±2000	3.5 ± 1.0
		0.08	7000±3000	7.0 ± 2.0
		0.12	12000±3000	3.0 ± 1.0
BERTAUX ET AL. 1976	MARS 7	0.9	5800-13000	12.5 - 21
BLUM 1973	OGO-5	0.05 (0.035-0.08)	1000	20 (10-40)
BOHLIN 1973	MARINER 9		200-1100	13-14
FAHR 1970	VELA 7	0.06		20
FAHR LAY 1972	OGO-5	0.105	7000 (6200-8600)	10
THOMAS 1971	OGO-5: SU 1, SU 3 (LASP-EXPERIMENT)	0.061	<400	10
		0.09-0.12	10000	6
THOMAS 1973	OGO-5: SU 1 - 6 (LASP-EXPERIMENT)	0.05-0.2	1000-12000	3-30
	OGO-5: SU 5	0.12	3600	5
		0.06	0	9
SUZUKI 1975	PIONEER 10	0.03-0.05		
WALLIS 1974	OGO-5	0.2-0.3	6000-10000	20
			<60	15

Tabelle 2.2: Aufstellung der auf Lyman-alpha-Beobachtungen basierenden Modellberechnungen der Interstellarwind-Para-

SOLAR LY A LINE CENTER PHOTON FLUX AT 1 AU ($CM^{-2}SEC^{-1}$ R^{-1})	EFFECTIVE GRAVITATIONAL FORCE (U)	UPWIND COORDINATES	GALACTIC BACKGROUND	SOLAR WIND PROTON FLUX AT 1 AU (CM^{-2} SEC^{-1})	HYDROGEN LIFETIME AT 1 AU (SEC)
$4.7 \cdot 10^{11}$	-0.42		200 R	$1.5 \cdot 10^{8}$	
$3.32 \cdot 10^{11}$	0.0	α=263±5 δ=-17±5		$1.5 \cdot 10^{8}$	$6.25 \cdot 10^{6}$
$4.2 \cdot 10^{11}$	-0.26				
	0.0	α=252 δ=-15			$2.1 \cdot 10^{6}$
	0.0	α=270 δ=-20	140 R		$1.0 \cdot 10^{6}$
	0.0				
$6.5 \cdot 10^{10}$	0.8				
$2.8 \cdot 10^{10}$	0.9	α=265 δ=-23	10 R	$1.5 - 2.0 \cdot 10^{8}$	
	0.0	α=263 δ=-22	240 R	$1.6 \cdot 10^{8}$	$1.45 \cdot 10^{7}$
$2.4 - 8 \cdot 10^{11}$	-0.1 ... -0.76	α=283		$1.6 \cdot 10^{8}$	$1.25 - 2.5 \cdot 10^{6}$
	0.0	α=273±13			$2.5 \cdot 10^{6}$
		α=240 δ=-30			
	0.5 ... 0.2	α=263 δ=-22			

meter. Wenn von dem jeweiligen Autor angegeben, sind die vorausgesetzten solaren Parameter mitaufgeführt.

Sie fanden den Wert T_o = 5800 - 13 000 K.

Auch im Rahmen des Apollo 17-Raumfluges zum Mond (Fastie et al., 1973) wurden Lyman-alpha-Messungen durchgeführt, bei denen ebenfalls sehr geringe Intensitäten im Minimum gefunden wurden, was auf einen geringen isotropen galaktischen Hintergrund schließen ließ.

Suzuki et al. (1975) ermittelten aus den Beobachtungen der Jupitersonden Pioneer 10 und 11 eine Neutralgasdichte n_H = 0.06 cm^{-3}. Interessant bei diesen Beobachtungen war, daß die gemessenen Intensitäten in sehr großen Entfernungen von der Sonne nicht wie erwartet zurückgingen, was als Nachweis einer galaktischen Komponente interpretiert werden kann (Carlson, 1978).

Tabelle 2.1 zeigt eine Zusammenstellung der Lyman-alpha-Beobachtungen durch Satelliten und Raumsonden. In Tabelle 2.2 werden die auf diesen Beobachtungen basierenden Modellberechnungen der interstellaren Gasparameter zusammengestellt. Da die Ergebnisse für die Dichte des interstellaren Wasserstoffs entscheidend durch den vorausgesetzten Wert für die Intensität des solaren Lyman-alpha-Strahlungsflusses sowie des Sonnenwindflusses bestimmt werden, sind diese Werte mitaufgeführt. Der Einfluß dieser beiden Parameter wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit noch detailliert untersucht.

2.2 Die Helium-584 A-Streustrahlungsverteilung

Die Meßdaten der interplanetaren Weltraumsonde Mariner 10, welche in dieser Arbeit analysiert werden, stellen die ersten gleichzeitigen Beobachtungen der extraterrestrischen Lyman-alpha- und 584 A-Strahlungsverteilungen dar. Somit kann hier ein Modell des interstellaren Windes entwickelt werden, mit dem zugleich die Wasserstoff- und die Heliumdaten erklärt werden, ohne daß zeit- und ortsabhängige Effekte in den Beobachtungen berücksichtigt werden müssen. Daher sollen an dieser Stelle die bisherigen wichtigsten Dichte- und Temperaturbestimmungen, denen Messungen der extraterrestrischen 584 A-Streustrahlung zugrunde liegen, aufgeführt werden.

Paresce et al. (1974a, 1974b) haben aus Raketenexperimenten für die interstellare Heliumdichte einen Wert von $n_{He} = 0.032\ cm^{-3}$ ermittelt. Als unterste Grenze für die Temperatur des lokalen interstellaren Mediums fanden sie $T_o = 4000 - 6000$ K.

Die erste Isophotenkarte der extraterrestrischen 584 A-Intensität wurde von Weller und Meier (1974) an Hand der Daten des STP 1-72-Satelliten hergestellt. Aus diesen Daten ergab sich die Dichte $n_{He} = 0.009 - 0.024\ cm^{-3}$ und die Temperatur $T_o =$ 2500 bis 10 000 K.

Im Rahmen des Apollo-Soyuz-Projekts wurden EUV-Messungen durchgeführt, aus denen Freeman et al. (1977) eine Heliumdichte $n_{He} = 0.002 - 0.006\ cm^{-3}$ ermittelten.

Fahr et al. (1978) führten ein Raketenexperiment durch, bei dem die Verwendung einer hochauflösenden Helium-Resonanzzelle es ermöglichte, die geokoronalen und extraterrestrischen Komponenten der 584 A-Streustrahlung zu trennen: Die Datenanalyse ergab für die Heliumdichte $n_{He} = 0.0035 - 0.01\ cm^{-3}$.

3. DAS ANALYTISCHE MODELL DER INTERPLANETAREN NEUTRALGASDICHTE

Zur Interpretation der interplanetaren UV-Beobachtungen benötigen wir ein Modell, das die Verteilung des neutralen Gases im Sonnensystem beschreibt. Mit dem Modell können die Messungen simuliert werden: Die Parameter des interstellaren Windes werden dadurch bestimmt, daß eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Strahlungsintensitäten erreicht wird. Bei solchen Rechnungen muß für jede der gemessenen Blickrichtungen entlang des Sehstrahls über die Quellfunktion der Streustrahlung integriert werden, was erheblichen Computerzeitaufwand erfordert. Um überhaupt innerhalb von realisierbaren Computerrechenzeiten die Strahlungsverteilung zu berechnen, ist es notwendig, daß eine analytische Beschreibung der Neutralgasdichte im Modell des interstellaren Windes verwendet wird. Solche Modelle wurden z.B. von Fahr (1974) und Thomas (1975) entwickelt.

3.1 Das BPW-Dichtemodell

Blum, Pfleiderer und Wulf-Mathies (1975, hiernach mit BPW bezeichnet) haben ein Interstellarwind-Modell entwickelt, mit dem die analytische Berechnung der Neutralgasdichte für jeden Ort im Sonnensystem möglich ist. Das BPW-Modell liegt den Datenanalysen dieser Arbeit zugrunde: Die Notation der folgenden Rechnungen ist die gleiche wie in BPW.

Die ungestörte Dichte der interstellaren Wasserstoff- bzw. Heliumatome in großer Entfernung vom Sonnensystem sei N und die Zahlendichte dieser Atome an einem Raumpunkt $\vec{r} = (r,\theta)$ im Sonnensystem sei $n(r,\theta)$. Der Winkel zwischen der Upwind-Achse und der Richtung von der Sonne zum Raumpunkt wird mit θ bezeichnet und r bezeichnet den Abstand (gemessen in astronomischen Einheiten) des Raumpunkts von der Sonne. Für die Relativdichte an diesem Ort (r,θ) gilt somit:

$$n_{rel}(r,\theta) = \frac{n(r,\theta)}{N} \qquad (3.1)$$

Die Flußrichtung der Neutralatome stellt hier die Symmetrieachse einer zylindersymmetrischen Dichteverteilung des interstellaren Neutralgases im Sonnensystem dar. In einem späteren Kapitel wird gezeigt, daß zur Berechnung der realen Wasserstoffdichten dieses Modell nicht ausreicht: Zur genaueren Beschreibung des interstellaren Windes ist die Verwendung von drei Raumkoordinaten erforderlich.

Im analytischen BPW-Modell wird die Relativdichte des ins Sonnensystem eindringenden interstellaren Neutralgases gegeben durch

$$n_{rel}(r,\theta) = \sum_{i=1}^{2} n_j^*(r,\theta) \cdot \exp\left[- \frac{r_E^2 \theta_j}{\tau_E p_j v_o} - \frac{r_E^2}{V_{SW} r \tau_E^{(c)}} \right] \qquad (3.2)$$

Für $\theta = \pi$ liefert Gleichung (3.2) einen unendlichen Dichtewert: Auf der Downwind-Achse und für Winkel θ, die sich nur wenig von π unterscheiden, kann Gl. (3.2) daher nicht gelten. Ursache dafür ist, daß in der Downwind-Region Temperatureffekte eine wichtige Rolle spielen, während in der Upwind-Region der Einfluß der Temperatur auf die Neutralgasdichten vernachlässigbar ist, so daß dort Gl. (3.2), in der die Temperatur nicht berücksichtigt wird, eine genügend genaue Beschreibung der Dichten darstellt.

Feldman et al. (1972a) haben für die Neutralgasdichte auf der Downwind-Achse einen analytischen Ausdruck abgeleitet:

$$n_F(r,\pi) = \left(\frac{\pi G M m (1-\mu)}{kTr} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp\left(- \frac{r_E^2 \pi \sqrt{C}}{\tau_E v_o \sqrt{2r}} \right) \qquad (3.3)$$

Dieser Ausdruck verschwindet für $r \to \infty$. Tatsächlich aber ist die Relativdichte in großen Entfernungen, auch auf der Downwind-Achse, überall gleich eins. Deshalb haben Wulf-Mathies und Blum (1976a) für die Berechnung der Neutralgasdichte auf der Downwind-Achse die Feldman-Formel in etwas veränderter Form verwendet

$$n_{WM} = \sqrt{1 + n_F^2} \tag{3.4}$$

Wir stellen jetzt eine Modifikation der Feldman-Formel auf, die wie Gl. (3.4) für $r \to \infty$ gleich eins wird, im Bereich unter 10 astronomischen Einheiten Entfernung aber geringere Abweichungen von Gl. (3.3) aufweist.

Sei r_F ein bei vorgegebenen Interstellarwind-Parametern typischer Sonnenabstand der Feldman-Formel (etwa der Abstand der maximalen Dichte). Wir definieren damit die modifizierte Feldman-Dichte n_M wie folgt:

$$n_M = n_F\left(\frac{1}{\frac{r}{r_F} + 1}\right) + \sqrt{1 + n_F^2}\left(1 - \frac{1}{\frac{r}{r_F} + 1}\right) \tag{3.5}$$

Diesen Ausdruck werden wir zur Berechnung der Heliumdichte verwenden. Im BPW-Modell wird die Dichte auf der Downwind-Achse beschrieben durch

$$n_{rel}(r,\pi) = \int_{z_L}^{z_M} \exp\left[-\frac{z^2}{z+A_B} - \frac{r_E^2}{\tau_E r}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{1/2}\left(\pi - \frac{z}{\sqrt{(z+A_B)}}\,\frac{1}{v_o}\left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}\right)\frac{1}{\sqrt{(z+A_B)}}\right] dz \tag{3.6}$$

mit

$$A_B = GMm(1-\mu)/(rkT) \tag{3.7}$$

Das Integral muß zwischen den Grenzen

$$z_{L,H} = \frac{m}{kT} v_o^2 \left[1 \pm \sqrt{1 + 2GM(1-\mu)/rv_o^2}\right] \tag{3.8}$$

ausgewertet werden. Die hiermit durchgeführte numerische Berechnung der Dichte auf der Downwind-Achse zeigte jedoch, daß die Feldman-Gleichung für Wasserstoff nur gilt, wenn ein relativ geringer Lyman-alpha-Strahlungsdruck auf die H-Atome wirksam ist.

Ausgehend von der numerischen Lösung Gl. (3.6) konnte Lang (1977) eine analytische Approximation angeben, die eine schnelle Berechnung der Wasserstoffdichten auf der Downwind-Achse ermöglicht.

Abbildung 3.1 zeigt einen Vergleich der Wasserstoffdichten auf der Downwind-Achse, berechnet nach der Feldman-Formel Gl. (3.3), nach der modifizierten Feldman-Formel Gl. (3.5) und nach der analytischen Approximation des BPW-Modells. Letzteres ergibt innerhalb eines Sonnenabstandes von einigen astronomischen Einheiten deutlich geringere Dichtewerte als die Feldman- und die modifizierte Feldman-Formel.

Natürlich muß die Temperatur nicht nur auf der Downwind-Achse, sondern auch in deren Umgebung berücksichtigt werden. Dieser

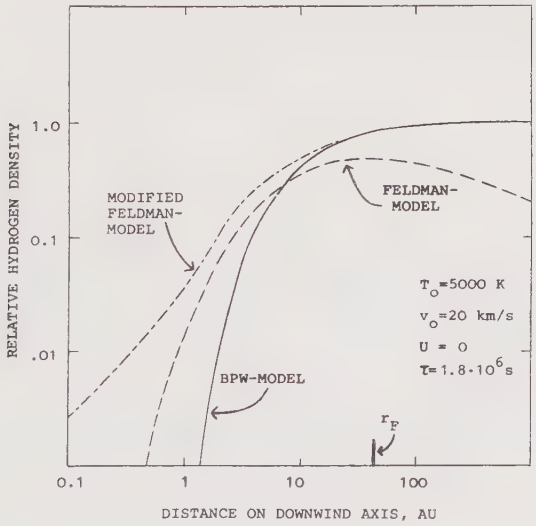


Abb. 3.1: Vergleich der Wasserstoffdichten auf der Downwind-Achse, berechnet nach der analytischen Feldman-Formel (einfach unterbrochene Linie), einer Modifikation der Feldman-Formel (doppelt unterbrochene Linie) und einer analytischen Approximation der numerischen BPW-Lösung (durchgezogene Linie).

temperatur-sensitive Bereich, der Downwind-Konus, wird im BPW-Modell durch einen Konuswinkel γ definiert

$$\gamma = \frac{1}{2}\text{arc tg}\left(\frac{\sqrt{\frac{kT}{m}}}{v_o}\right) \tag{3.9}$$

Feldman et al. (1972b) geben für den Konuswinkel einen ähnlichen Ausdruck an:

$$\gamma = \frac{3}{2}\sqrt{\frac{2kT}{\pi m v_o^2}} \tag{3.10}$$

Die Dichte im Downwind-Bereich berechnen wir mit Hilfe eines symmetrischen Polynoms 4. Ordnung

$$n_{rel}(r,\theta) = C_1\delta^4 + C_2\delta^2 + n_{rel}(r,\pi) \tag{3.11}$$

wobei

$$\delta = \pi - \theta \tag{3.12}$$

Die Konstanten C_1 und C_2 sind durch die Bedingungen bestimmt, daß 1) die Dichte an der Konusgrenze ($\delta = \gamma$) stetig verläuft und 2) auch die erste Ableitung der Dichte nach δ an der Konusgrenze stetig ist. Somit gilt

$$C_1 = \frac{n_{rel}(r,\pi) - n_{rel}(r,\pi-\gamma)}{\gamma^4} + \frac{d}{d\theta}\left(\frac{n_{rel}(r,\theta)}{2\gamma^2}\right)\Bigg|_{\theta=\pi-\gamma} \tag{3.13}$$

und

$$C_2 = \frac{n_{rel}(r,\pi) - n_{rel}(r,\pi-\gamma)}{\gamma^2} + C_1\gamma^2 \tag{3.14}$$

Mit Einbeziehung dieser "off-axis-interpolation" ist das Modell

der interplanetaren Neutralgasdichte nun für jeden Ort im Sonnensystem definiert. Dieses analytische Modell eignet sich sowohl für die Berechnung der Wasserstoff-, wie auch der Heliumdichten. Eine wichtige Einschränkung der Gültigkeit des Modells wird im folgenden diskutiert und durch eine Erweiterung beseitigt.

3.2 Das Dichtemodell für negative effektive Gravitation

Die Hyperbelbahn, auf der ein interstellares Neutralatom das Sonnensystem durchfliegt, ist bestimmt durch die effektive solare Zentralkraft, die auf das Atom wirksam ist. Für Heliumatome ist diese Zentralkraft praktisch gleich der Schwerkraft der Sonne. Im Gegensatz dazu wirkt auf die Wasserstoffatome zusätzlich eine abstoßende Kraft, die hervorgerufen wird durch den starken solaren Lyman-alpha-Strahlungsdruck. Die abstoßende Kraft wirkt auf ein einzelnes Wasserstoffatom nicht kontinuierlich, sondern nur bei der Resonanzstreuung eines solaren Lyman-alpha-Photons. Die Resonanzstreufrequenz eines Wasserstoffatoms bei 1 AE liegt in der Größenordnung von 1 pro Tag. Der Strahlungsdruck der 584 A Emissionslinie der Sonne ist zu gering, um die Heliumatome, die zudem eine vierfach größere Masse als H-Atome besitzen, merklich zu beeinflussen. Beobachtungen der solaren Lyman-alpha-Linie (Vidal-Madjar, 1975) haben gezeigt, daß für die Wasserstoffatome die abstoßende Kraft durch den Strahlungsdruck vergleichbar mit der oder sogar großer als die Gravitationskraft sein kann, zumindest zu Zeiten starker solarer Aktivität: Zu diesen Zeiten unterliegen die Wasserstoffatome einer von der Sonne weggerichteten, repulsiven Zentralkraft.

Zur Beschreibung der wirksamen Zentralkraft wird die effektive Gravitation U wie folgt definiert:

$$U = 1 - \mu \tag{3.15}$$

mit

$$\mu = \frac{F_s}{F_g} \tag{3.16}$$

μ ist das Verhältnis der Absolutbeträge des Lyman-alpha-Strahlungsdrucks F_s und der solaren Gravitationskraft F_g. Für Helium wird $F_s = 0$ gesetzt, somit ist die effektive Gravitation $U = 1$, was dem Fall eines ungestörten solaren Schwerkraftfeldes entspricht.

Unter der Annahme, daß der Strahlungsdruck genau die Schwerkraft kompensiert, also $F_s = F_g$, verschwindet die effektive Gravitation ($U = 0$): Dieser Fall macht die Berechnung von interplanetaren Wasserstoffdichten besonders einfach, da die Atome sich auf geradlinigen Bahnen durch das Sonnensystem bewegen. Der Fall eines repulsiven Zentralfeldes tritt ein für $F_s > F_g$: Es wirkt auf die Wasserstoffatome eine negative effektive Gravitation ($U < 0$).

Blum et al. (1975) haben den Einfluß sowohl der solaren Gravitation wie auch des Strahlungsdrucks auf die Bahnen der Neutralatome diskutiert. Das BPW-Modell läßt sich jedoch nur für den Fall $U > 0$ zur Berechnung der Wasserstoffdichte verwenden. Hier wird eine Erweiterung des BPW-Modells für den Fall eines repulsiven Zentralkraftfeldes entwickelt.

Der Exponent von Gl. (3.2) beschreibt die Extinktion E_j, d.h. die Abnahme der Neutraldichte durch den Einfluß der ionisierenden solaren Teilchen- und EUV-Strahlung. Die Funktion $n_j^*(r,\theta)$ wird aus der Kontinuitätsgleichung hergeleitet und beschreibt die Verdichtung, d.h. die Dichteänderung des Neutralgases, welche die Fokussierung oder Defokussierung durch die Bahngeometrie bewirken. Im folgenden werden diese beiden Effekte für den Fall $U < 0$ und unter Berücksichtigung der Gastemperatur des interstellaren Wasserstoffs untersucht.

Im BPW-Modell gilt für die Funktion $n_j^*(r,\theta)$

$$n_j^*(r,\theta) = \frac{(\sqrt{A_B} + (-1)^{j+1})^2}{4\sqrt{A_B}} \tag{3.17}$$

mit

$$A_B(r,\theta) = 1 + \frac{4}{(1+\cos\theta)\, r\, C} \tag{3.18}$$

und

$$C = \frac{v_o^2}{GM\,(1-\mu)} \tag{3.19}$$

Zu Zeiten sehr hohen solaren Lyman-alpha-Strahlungsdrucks kann mit Gl. (3.17) die Dichteänderung des neutralen Wasserstoffs

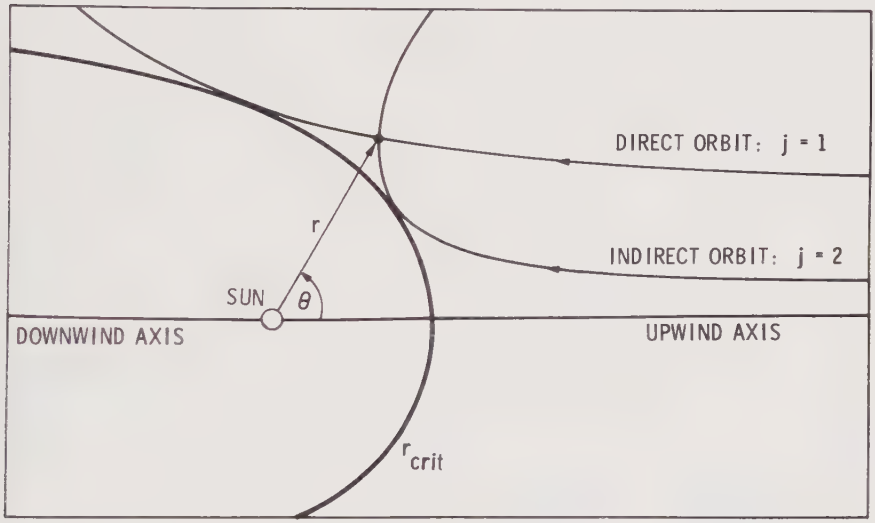


Abb. 3.2: Die Bahngeometrie von Wasserstoffatomen bei negativer effektiver Gravitation. Bei vorgegebener Anfangsgeschwindigkeit v_o kann ein Atom nicht bis innerhalb eines Paraboloids um die Sonne, dessen Symmetrieachse die Upwind-Downwind-Achse ist, vordringen. Nimmt man an, das interstellare Gas sei "kalt" (T = O K), so entsteht an der Oberfläche des Paraboloids, gegeben durch r_{crit} , eine Dichtesingularität, und die Dichte innerhalb des Paraboloids ist überall gleich Null. Daher ist für eine Beschreibung der interplanetaren Wasserstoffdichten bei negativer effektiver Gravitation die Berücksichtigung der Temperatur des interstellaren Mediums notwendig.

nicht adäquat beschrieben werden. Für $\mu > 1$ resultiert aus Gl. (3.17) ein unendlicher Wert für n_j^* bei einem kritischen Abstand von der Sonne

$$r_{crit}(\theta) = \frac{4}{1 + \cos\theta} \quad \frac{GM(\mu-1)}{v_o^2} \tag{3.20}$$

Gleichung (3.20) definiert ein Paraboloid, innerhalb dessen die Wasserstoffdichte verschwindet und auf dessen Oberfläche die Dichtesingularität auftritt. Abbildung 3.2 zeigt die Bahngeometrie für den Fall eines repulsiven Zentralkraftfeldes. Durch jeden Raumpunkt außerhalb des Paraboloids gehen zwei Teilchenbahnen: Atome auf der direkten Bahn bewegen sich auf das Paraboloid zu, Atome auf der indirekten Bahn entfernen sich von ihm. Die direkten (j=1) und indirekten (j=2) Bahnen tragen beide zur Neutralgasdichte im Raumpunkt $\vec{r} = (r,\theta)$ bei.

In Anhang A wird eine analytische Lösung, welche die Temperatur berücksichtigt, formal hergeleitet. Diese Lösung erlaubt die Berechnung der interplanetaren Wasserstoffdichten bei negativer effektiver Gravitation. Im folgenden werden die Ergebnisse der Lösung für verschiedene Temperaturen dargestellt und mit der "kalten" Lösung des BPW-Modells verglichen.

Zunächst werden in Anhang A für die Verdichtung n_j^* temperaturabhängige analytische Ausdrücke abgeleitet. Die Werte von n_1^* und n_2^* auf der Upwind-Achse wurden für verschiedene Temperaturen und für $U = -0.5$ berechnet und in Abb. 3.3 dargestellt. Für die Funktion n_j^* ergibt sich ein deutliches Dichtemaximum in der Nähe von r_{crit} bei niedrigen Temperaturen. Abbildung 3.4 und Abb. 3.5 zeigen die Höhe und Breite dieses Maximums als Funktion der Temperatur. Es ist ersichtlich, daß bei höheren Temperaturen das Maximum zwar immer breiter, dafür aber in seiner Amplitude geringer wird.

Die Abbildungen 3.3, 3.4 und 3.5 gelten jedoch nur für den (nicht realistischen) Fall, daß es keine Verringerung der Wasserstoffdichten durch den Einfluß der solaren ionisierenden Strahlungs- und Teilchenflüsse gibt. Die Dichteverluste durch

Ionisierung (Extinktion) werden im BPW-Modell durch den Exponenten der Gleichung (3.2) beschrieben. Für die Extinktion E_j wird in Anhang A eine analytische Lösung hergeleitet. Damit ist es möglich, die Abnahme der Wasserstoffdichte durch Ionisierung für

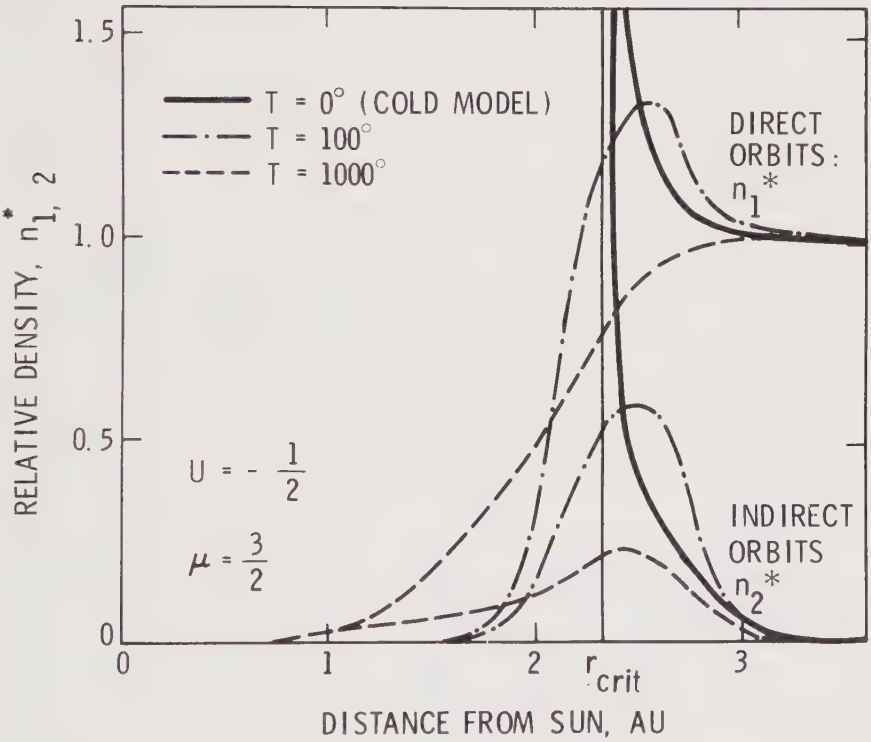


Abb. 3.3: Die Relativdichte der direkten Komponente n_1^* und der indirekten Komponente n_2^* auf der Upwind-Achse als Funktion des Sonnenabstandes. Bei r_{crit} tritt im "kalten" Modell eine Dichtesingularität auf. Bei tiefen Temperaturen (T = 100 K) tritt ein deutliches relatives Maximum der Dichte auf, das sich jedoch bei höheren Temperaturen abschwächt. Dagegen ist bei höheren Temperaturen die Restdichte nahe der Sonne am größten.

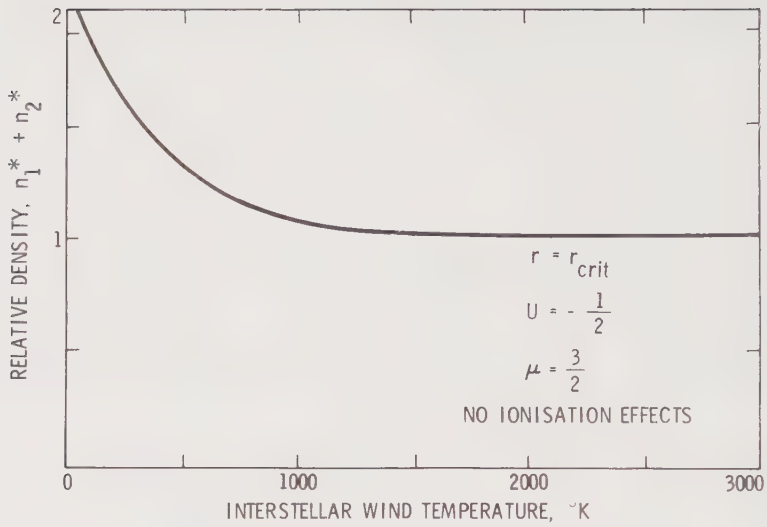


Abb. 3.4: Relativdichte des beim kritischen Abstand auftretenden Maximums in Abhängigkeit von der Temperatur T_o .

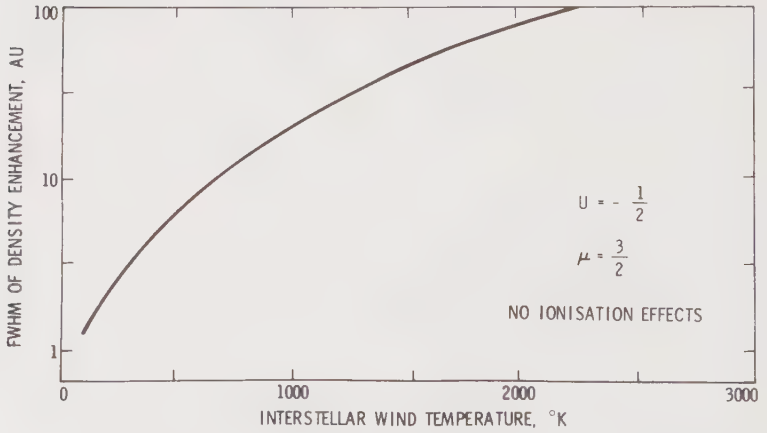


Abb. 3.5: Halbwertsbreite des Dichtemaximums in Abhängigkeit von der Temperatur T_o .

die direkte und indirekte Komponente zu berechnen. In Abb. 3.6 werden die Ergebnisse dieser Rechnung als Funktion von r auf der Upwind-Achse für U = - 0.5 dargestellt.

Mit den Lösungen für n_j^* und E_j können für U < 0 die Wasserstoffdichten im interplanetaren Raum berechnet werden. Für die Relativdichten gilt

$$n_{rel}(r,\theta) = \sum_{j=1}^{2} n_j^*(r,\theta) \quad E_j(r,\theta) \tag{3.21}$$

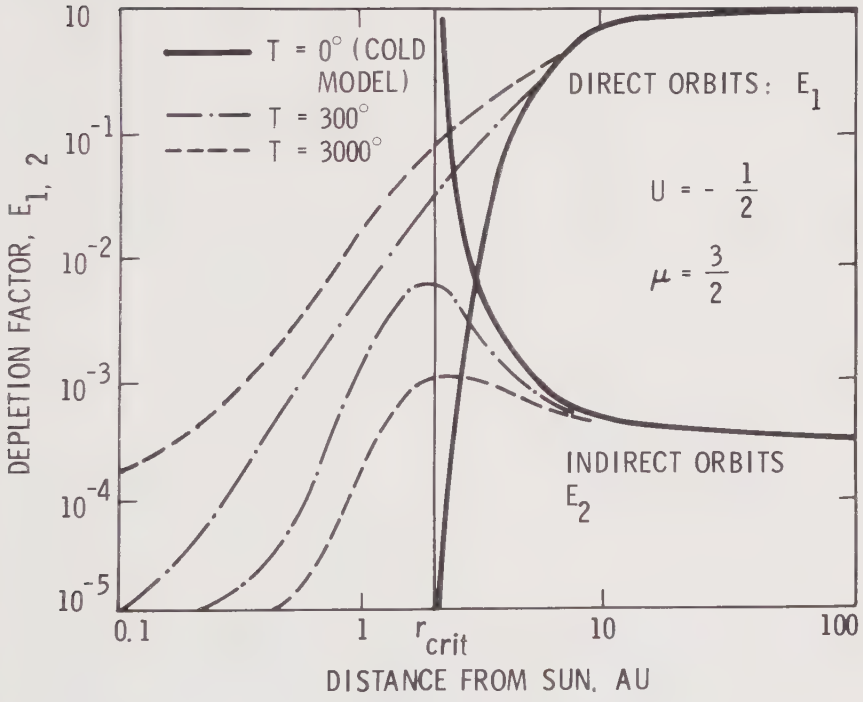


Abb. 3.6: Extinktion der neutralen Wasserstoffdichte durch solare Ionisierung. Bei höheren Temperaturen ist der direkte Teilchenstrahl schwächer, der indirekte stärker ionisiert. Die durchgezogene Linie stellt den Fall des "kalten" Modells dar.

Abbildung 3.7 zeigt n_{rel} auf der Upwind-Achse für verschiedene Temperaturen. Obwohl die Ergebnisse für die Dichte des neutralen Wasserstoffs außerhalb des kritischen Abstands für das "kalte" und das die Temperatur mit einbeziehende Modell praktisch identisch sind, zeigt sich, daß innerhalb von r_{crit} signifikante Unterschiede existieren. Die Dichte nimmt für alle Temperaturen auf der Upwind-Achse zur Sonne hin monoton ab, jedoch in unterschiedlichem Maße für verschiedene Temperaturen.

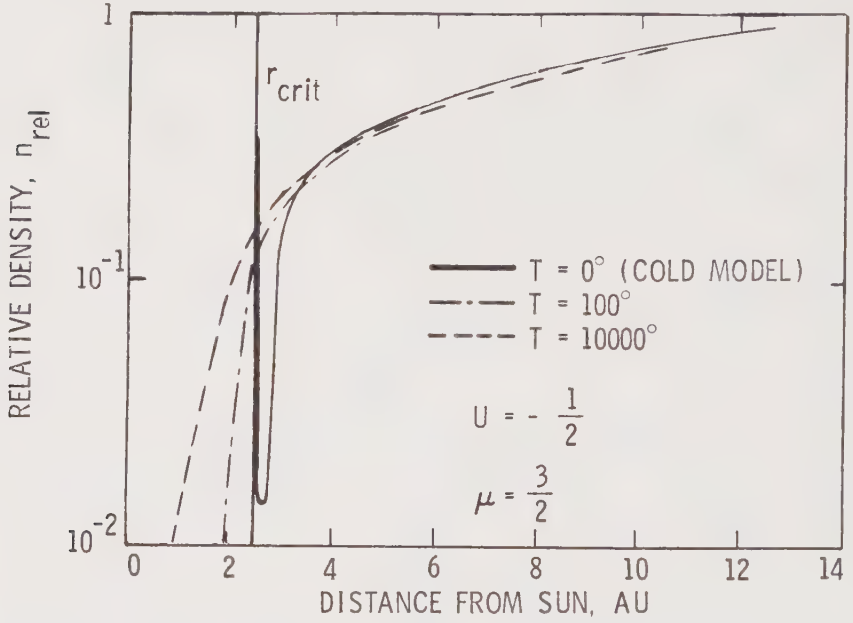


Abb. 3.7: Die Dichte des neutralen Wasserstoffs auf der Upwind-Achse bei negativer effektiver Gravitation. In der Nähe des kritischen Abstandes beschreibt das "kalte" Modell, bei welchem Temperatureffekte unberücksichtigt bleiben, die Dichte falsch. Berücksichtigt man die Temperatur, so ergibt sich, daß neutraler Wasserstoff auch bis innerhalb von r_{crit} vordringen kann, dies um so mehr, je heisser das interstellare Medium außerhalb des Sonnensystems ist.

Bei sehr hoher Temperatur des interstellaren Gases (etwa 10^4 K) kann bis zum Abstand von einer astronomischen Einheit noch 1% des Wasserstoffs eindringen, dagegen ist dies bei einer Temperatur von 10^2 K nur bis zu 2 A.E. möglich. Somit wäre eine Messung, die es erlaubt, die innerhalb des kritischen Abstandes auftretenden Wasserstoffdichten zu messen, geeignet für eine Temperaturbestimmung des interstellaren Gases.

Außerdem ist es mit dem so verbesserten Modell möglich, auch für den Fall einer negativen effektiven Gravitation über die Quellfunktion der interplanetaren Lyman-alpha-Streustrahlungsemission, der ja die Wasserstoffdichte zugrunde liegt, zu integrieren, ohne daß durch die Dichtesingularität bei r_{crit} unrealistische Werte berechnet werden. Damit können wir Modellrechnungen zur Darstellung der Lyman-alpha-Intensitätsverteilung im Sonnensystem durchführen. Dies geschieht im nächsten Abschnitt.

4. BERECHNUNG DER INTERPLANETAREN STREUSTRAHLUNGSVERTEILUNG

Unsere Kenntnis der Dichteverteilung des interstellaren Gases im Sonnensystem beruht auf den Beobachtungen der interplanetaren Streustrahlungsverteilung. Die mit einer interplanetaren Raumsonde gemessenen Strahlungsintensitäten sind bestimmt durch die Dichteverteilung des Neutralgases, durch die Eigenschaften des Resonanzstreuvorgangs selbst und durch die Beobachtungsgeometrie. In diesem Abschnitt wird zunächst das Modell des Resonanzstreuvorgangs erläutert. Mit diesem Modell und dem Modell der Neutralgasdichte werden dann mit Hilfe eines Computerprogramms interplanetare Streustrahlungsverteilungen simuliert.

4.1 Das Modell der Resonanzstreuung

Zur Berechnung der Intensität I der interplanetaren Resonanzstreustrahlung in einer vorgegebenen Blickrichtung (α,δ) muß vom Ort des Beobachters $\vec{r}_o$ aus entlang der Sichtlinie integriert werden:

$$I(\alpha,\delta) = \frac{1}{4\pi} \int_o^\infty n(s)\, g(s)\, p(\phi(s))\, ds \qquad (4.1)$$

Die Beobachtungsgeometrie, die der Intensitätsberechnung zugrunde liegt, ist in Abb. 4.1 dargestellt. Der Integrand von Gleichung (4.1) setzt sich aus drei Faktoren zusammen:

n ist die Zahlendichte des neutralen Gases, welche durch das BPW-Modell bzw. der im vorigen Abschnitt entwickelten Erweiterung beschrieben wird.

g ist die Resonanzstreurate, d.h. die Anzahl der Photonen, die pro Sekunde und Steradian von einem Atom resonant gestreut werden.

$p(\phi)$ ist die normalisierte Phasenfunktion des Resonanzvorgangs. Sie beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß die Emissionsrichtung bezüglich der Absorptionsrichtung den Winkel ϕ bildet.

Das Produkt von Zahlendichte und Resonanzstreurate wird als

Quellfunktion (source function) S bezeichnet: Sie gibt die Zahl der Photonen an, die innerhalb eines Volumenelements pro Sekunde und Steradian gestreut werden.

Die Streurate $g(\vec{r})$ ergibt sich aus dem Faltungsintegral des solaren Linienprofils mit dem Streuquerschnitt der Resonanzabsorption

$$g(\vec{r}) = \int_0^\infty \pi \, F(\lambda,\vec{r}) \, \sigma_R(\lambda,\vec{r}) \, d\lambda \qquad (4.2)$$

$F(\lambda,\vec{r})$ ist der solare Photonenfluß pro $(cm^2 \cdot sec \cdot Hz)$, der ortsabhängig ist. Wir können davon ausgehen, daß das interplanetare Neutralgas bezüglich der solaren Strahlungen optisch dünn ist, d.h. die Intensität der solaren Strahlung bei 584 A bzw. 1216 A wird in vernachlässigbar geringem Maße durch die Resonanzabsorptionsprozesse verringert. Mit der optisch dünnen Ap-

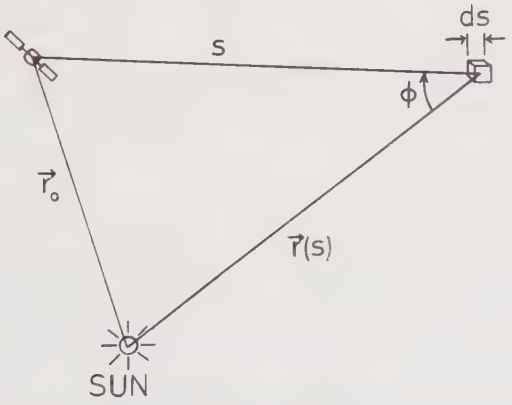


Abb. 4.1: Die Geometrie zur Intensitätsberechnung. Es wird integriert über den Abstand s auf der Sichtlinie, die durch die Koordinaten (α,δ) der Blickrichtung definiert ist. Für den Ortsvektor eines streuenden Volumenelements gilt somit $\vec{r} = \vec{r}(s,\alpha,\delta)$. Der Ortsvektor $\vec{r}_o$ bezeichnet die Position der Raumsonde. $\phi(s)$ ist der Winkel zwischen der Sichtlinie und $\vec{r}$.

proximation ergibt sich

$$F(\lambda,r) = \left(\frac{r_E}{r}\right)^2 \quad F_E(\lambda) \tag{4.3}$$

wobei $F_E(\lambda)$ den Photonenfluß bei 1 AE darstellt (r_E = 1 AE). Der Streuquerschnitt σ_R ist wegen des Dopplereffekts von der mittleren Radialkomponente v_R der Geschwindigkeit der Atome abhängig. Die Radialkomponente ist ihrerseits ortsabhängig und läßt sich im BPW-Modell berechnen nach

$$v_{Rj} = - v_o \left(\cos \theta + \frac{\sin \theta}{C\ p_j} \right) \tag{4.4}$$

Wulf-Mathies und Blum (1976b) haben das Integral (4.2) unter der Voraussetzung gelöst, daß sich sowohl das solare Emissionsprofil als auch die radiale Geschwindigkeitsverteilung der Neutralatome durch Gaussverteilungen approximieren lassen:

$$g(\vec{r}) = g_e \left(\frac{r_E}{r}\right)^2 \exp \; - \left(\frac{\lambda_o v_R(\vec{r})}{c\ \Delta\lambda} \right)^2 \tag{4.5}$$

wobei

$$\Delta\lambda^2 = \Delta\lambda_s^2 + \Delta\lambda_D^2 \tag{4.6}$$

λ_o ist die Resonanzwellenlänge, g_E ist die Resonanzstreurate der Linienmitte ($= \lambda_o$) bei 1 AE; $\Delta\lambda_s$ ist die solare Linienbreite und $\Delta\lambda_D$ ist die Dopplerbreite des streuenden Gases.

Für die Heliumkomponente der Streustrahlung läßt sich die analytische Lösung (4.5) anwenden, da Messungen der solaren 584 A-Linie auf ein Gaussprofil hindeuten (Doschek et al., 1974; Cushman et al. 1975).

Dagegen kann Gl. (4.5) für die Wasserstoffkomponente nicht verwendet werden. Hochauflösende Messungen des solaren Lyman-alpha-Linienprofils (White und Lemaire, 1976; Bruner, 1978) haben ergeben, daß die Linienmitte charakterisiert ist durch ein Mini-

mum, das verursacht wird durch Selbstabsorption in der Photosphäre. Thomas (1978a) hat gezeigt, daß das Minimum so breit ist, daß für alle Wasserstoffatome mit Radialgeschwindigkeiten unter 25 km/sec etwa der gleiche solare Lyman-alpha-Fluß wirksam ist und daß deshalb die solare Lyman-alpha-Linie durch ein frequenzunabhängiges Profil approximiert werden darf. Mit der Annahme eines solchen "Rechteckprofils" ergibt sich aus Gl. (4.2) für die Resonanzstreurate von interplanetaren Wasserstoffatomen

$$g(\vec{r}) = g_E \frac{r_E^2}{r^2} \tag{4.7}$$

Für Helium gilt eine Phasenfunktion in Dipolform

$$p(\phi) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \phi) \tag{4.8}$$

Für Wasserstoff können wir setzen

$$p(\phi) = 1 \tag{4.9}$$

denn die Abhängigkeit der Phasenfunktion vom Streuwinkel ist bei der Lyman-alpha-Resonanzstrahlung vernachlässigbar gering (Otten, 1974).

4.2 Das Computerprogramm zur Darstellung der Intensitätsverteilung

Das in der Programmiersprache Fortran geschriebene Rechenverfahren zur Herstellung von Isophotenkarten arbeitet in zwei Schritten. Im ersten Hauptprogramm SKYMAP werden die Intensitäten, ausgehend von einem vorgegebenen Beobachtungsort im interplanetaren Raum, auf der Grundlage des oben geschilderten Modells an etwa 1000 Stützstellen berechnet und digital ausgegeben. Die Gesamtheit dieser Intensitätswerte dient als Eingabe für das zweite Hauptprogramm SKYCON, in welchem bei Verwendung des Softwarepakets GPCP (General Purpose Contouring Program) zunächst für die Koordinaten zwischen den Stützstellen die Inten-

sitätswerte durch Interpolation berechnet und danach die Konturen der Streustrahlungsintensitäten als Isophotenkarte auf einem graphischen Plotter ausgegeben werden.

Das Hauptprogramm SKYMAP wurde so formuliert, daß der Benutzer Isophotenkarten in jedem gewünschten Koordinatensystem, z.B. im ekliptischen, äquatorialen oder galaktischen Koordinatensystem, berechnen lassen kann. Dazu müssen die Raumsondenposition und die Upwind-Richtung, die als Modellparameter variiert werden kann, in diesem System bekannt sein. Da im allgemeinen die Upwind-Richtung und die Raumsondenposition zunächst in einem anderen Koordinatensystem als in dem für die Himmelskarte erforderlichen System vorliegen, wurde ein Computerprogramm erstellt, das die Berechnung der Drehtransformation ohne die explizite Angabe der Drehmatrix zuläßt.

Die Berechnung der Stützstellen der Intensitätsverteilung erfolgt auf drei Ebenen: Das Hauptprogramm SKYMAP ruft mehrfach ein Unterprogramm SKYINT auf, welches seinerseits wiederholt auf ein Unterprogramm SORCFU zugreift.

SKYMAP regelt die Eingabe der Rechen- und Modellparameter sowie die Ausgabe der Intensitätswerte. Zudem legt SKYMAP die Zahl und Koordinaten aller Blickrichtungen, d.h. der Stützstellen fest, die zur Darstellung der Intensitätsverteilung als Isophotenkarte erforderlich sind.

SKYINT führt für die vorgegebene Blickrichtung die Integration entsprechend Gl. (4.1) aus. Für jedes Wegelement wird die Phasenfunktion p multipliziert mit der Quellfunktion S. Dazu werden zunächst die Raumkoordinaten (x,y,z) des betreffenden Wegelements transformiert in die Koordinaten (r,θ), welche die Position bezüglich der Upwind-Richtung beschreiben.

SORCFU berechnet für die vorgegebenen Koordinaten (r,θ) den Wert der Quellfunktion der Resonanzstreustrahlung aufgrund des BPW-Modells. Die Schnittstelle dieses Unterprogramms mit SKYINT wurde so definiert, daß an Stelle von SORCFU auch andere Unterprogramme zur Berechnung der Quellfunktion eingesetzt werden können. Neben SORCFU verwendeten wir auch ein Unterprogramm

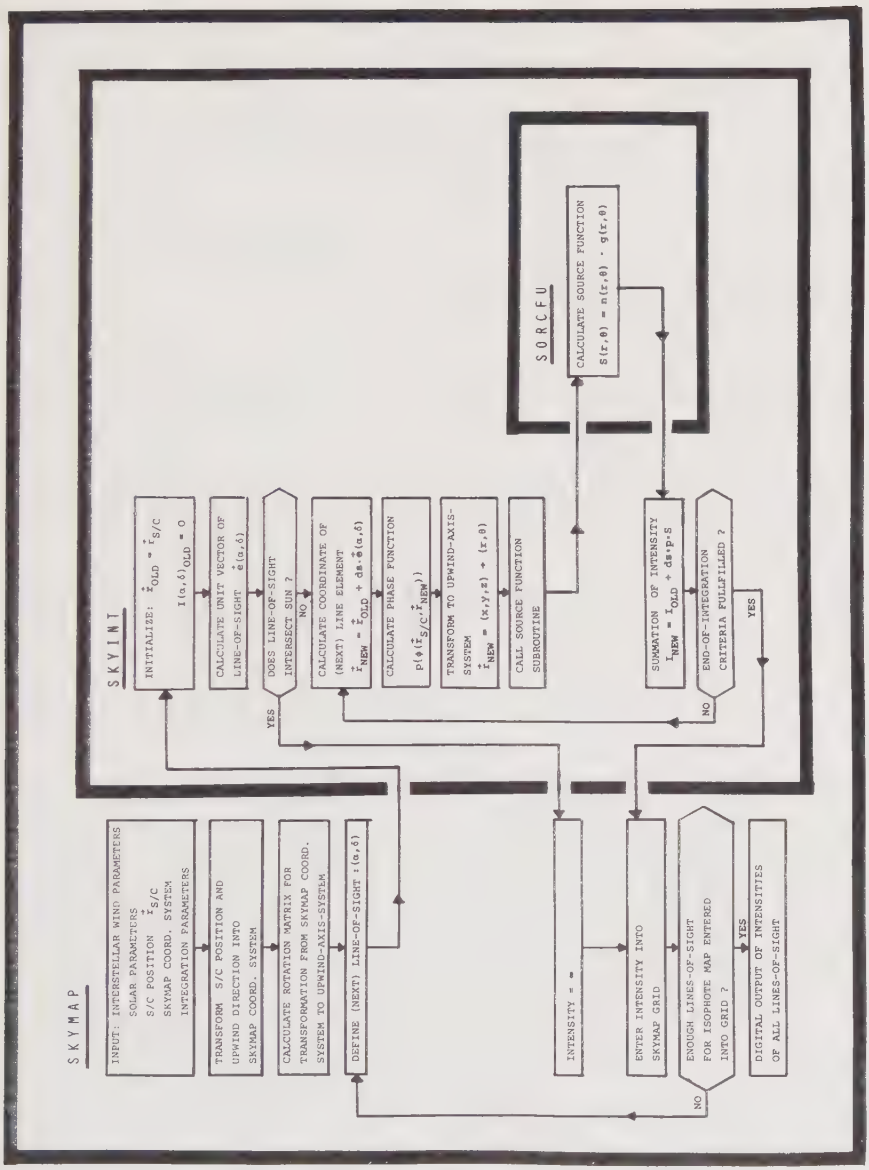


Abb. 4.2: Flußdiagramm des Algorithmus zur Berechnung der Himmelsverteilung der Streustrahlungsintensitäten.

SORCUN, das bei negativer effektiver Gravitation die Quellfunktion auf der Grundlage der in Abschnitt 3 dargestellten analytischen Lösung berechnet.

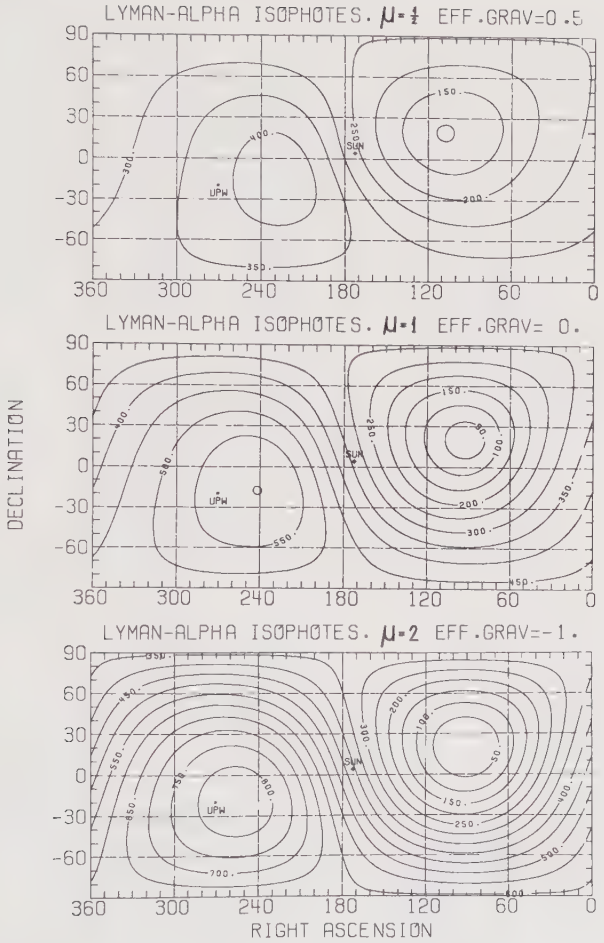
Abb. 4.2 ist ein Flußdiagramm, das den prinzipiellen Ablauf des Computerrechenverfahrens SKYMAP aufzeigt.

4.3 Abhängigkeit der Streustrahlungsverteilung von den solaren und interstellaren Parametern

In den durch Weltraumsonden gemessenen interplanetaren EUV-Streustrahlungsverteilungen manifestieren sich gleichzeitig alle relevanten Eigenschaften des interstellaren Windes. Deshalb ist es schwierig, bei der theoretischen Interpretation der Messungen spezifische Parameter getrennt zu ermitteln. In diesem Abschnitt werden mit Hilfe des SKYMAP-Rechenverfahrens Isophotenkarten berechnet. Der Einfluß eines spezifischen Interstellarwind-Parameters auf die Streustrahlungsverteilung kann nun beurteilt werden, indem er - bei Konstanthaltung aller anderen Parameter - variiert wird. Wir untersuchen im folgenden den Einfluß der effektiven Gravitation, der Geschwindigkeit und der Temperatur auf die Lyman-alpha- bzw. 584 A-Himmelsverteilungen.

In Abschnitt 2 wurde gezeigt, daß die Messungen der Lyman-alpha Streustrahlungsverteilung durch interplanetare Raumsonden teilweise voneinander abweichen und daß damit auch die theoretisch abgeleiteten Werte der Interstellarwind-Parameter nicht übereinstimmen. Diese Unterschiede müssen nicht notwendig das Resultat experimenteller Ungenauigkeiten sein, sondern könnten teilweise durch die zeitliche Variation der solaren Aktivität bedingt sein (Blum, 1978). Mit dem in dieser Arbeit weiterentwickelten Modell (Abschnitt 3.2 und Anhang A) ist es möglich, die Lyman-alpha-Streustrahlungsverteilung auch für den Fall vorherzusagen, daß zu Zeiten hoher solarer Aktivität der Strahlungsdruck die Gravitationsanziehung übertrifft, d.h. wenn die einfließenden neutralen Wasserstoffatome eine von der Sonne weggerichtete Kraft erfahren.

Abbildung 4.3 zeigt einen Vergleich möglicher interplanetarer



INTERST. VELOCITY (KM/SEC)..	20.0
INTERST. TEMPERATURE (DEG.K)	5000.0
SOLAR RES. LINE FWHM (CM)...	1.000E-08
INTERSTELLAR DENSITY PER CCM	1.000E-01
UPWIND DIRECTION LONGITUDE..	270.0
UPWIND DIRECTION LATITUDE...	-20.0
SUN POSITION LONGITUDE.....	171.7
SUN POSITION LATITUDE.....	3.6
DISTANCE PROBE TO SUN (AU)..	1.0

Abb. 4.3: Vergleich der Lyman-alpha-Streustrahlungsverteilung für verschiedene Werte des solaren Strahlungsdrucks. Die konstant gehaltenen Interstellarwind-Parameter sind unten aufgeführt.

Lyman-alpha-Intensitätsverteilungen für verschiedene Werte der effektiven Gravitation U. Der solare Lyman-alpha-Gesamtfluß ist kein unabhängiger Parameter, da er sich proportional zum Strahlungsdruck verhält. Alle unabhängigen Parameter wurden konstant gehalten und sind in Abb. 4.3 mitaufgeführt. Es wird die Verteilung gezeigt, wie sie von einem die Erde umkreisenden Satelliten, der sich außerhalb der Geokorona befindet, am 13. September beobachtet werden könnte. Zur Darstellung wurde eine Mercatorprojektion des äquatorialen Koordinatensystems verwendet. Die Positionen der Sonne und der Upwind-Richtung in diesem Koordinatensystem sind eingezeichnet.

Die obere Isophotenkarte in Abb. 4.3 zeigt die berechneten Intensitäten für $U = 0.5$ ($\mu = 0.5$). Obwohl in diesem Fall der neutrale Wasserstoff durch die Gravitationswirkung in der Downwind-Region fokussiert werden könnte, überwiegen die Dichteverluste durch die ionisierenden solaren Strahlungen, so daß das Minimum der Wasserstoffdichte und damit der rückgestreuten Intensität in der Downwind-Region auftritt. Dieser Effekt verstärkt sich beim Übergang zu höheren Werten des Strahlungsdrucks ($U = 0$, $\mu = 1$), wie in der mittleren Isophotenkarte zu sehen ist: Dies entspricht dem Fall geradliniger Bahnbewegungen der Wasserstoffatome im Sonnensystem. Die untere Himmelskarte zeigt den Fall eines repulsiven Zentralkraftfeldes ($U = -1$, $\mu = 2$). Thomas (1973) hat die Überlegung angestellt, daß bei negativer effektiver Gravitation in der Upwind-Region beim kritischen Abstand, an dem sich die Radialgeschwindigkeit der Atome umkehrt, eine Dichteerhöhung auftreten könnte, die an Hand der Intensitätsverteilung nachweisbar wäre. Bei der Einbeziehung einer realistischen Temperatur in das Modell zeigt sich, daß eine solche Dichteerhöhung sich nicht ausbilden kann. Dabei spielt auch die Extinktion der Wasserstoffdichte durch die starken ionisierenden Strahlungen in Sonnennähe eine wichtige Rolle. Somit zeigt die untere Himmelskarte der Abb. 4.3 für $U = -1$ ein noch breiteres, tieferes Intensitätsminimum und ein höheres und in größerem Sonnenabstand auftretendes Maximum.

Verändert man im Modell die Parameter des interstellaren Medi-

ums, so verändern sich sowohl die Charakteristika der Lyman-alpha-wie auch der 584 A-Intensitätsverteilungen. Dabei ergeben sich für Wasserstoff und Helium ganz unterschiedliche Effekte.

Abbildung 4.4 zeigt den Versuch, den Effekt der Interstellarwind-Temperatur auf die Lyman-alpha-Verteilung zu isolieren. Zwei Isophotenkarten, die obere für eine kalte Temperatur von 100 K, die untere für 10 000 K, werden dargestellt. Die Konturen der Isophoten beider Karten sind praktisch identisch. Nur in der

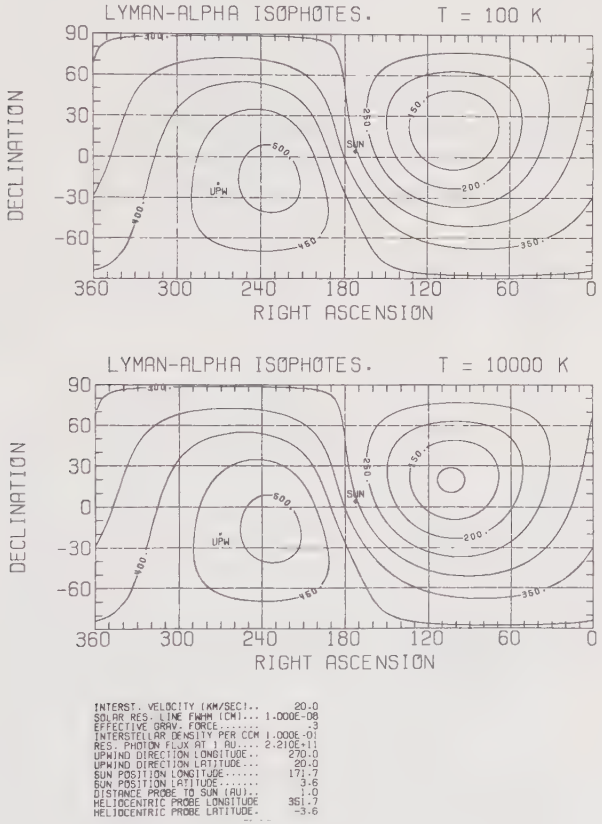


Abb. 4.4: Vergleich der Lyman-alpha-Streustrahlungsverteilung für die Interstellarwind-Temperaturen T_o = 100 K (oben) und T_o = 10000 K (unten).

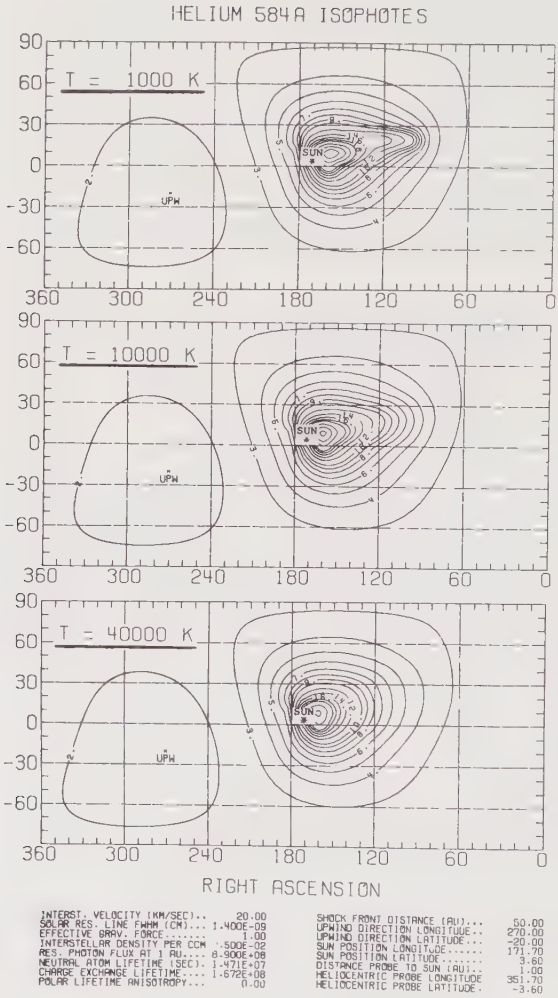


Abb. 4.5: Vergleich der 584 A-Streustrahlungsverteilungen für verschiedene Temperaturen. Bei T_o = 1000 K (oben) beträgt die maximale Intensität I_{max} = 38 R, bei T_o = 10000 K (Mitte) ist I_{max} = 36 R, und bei T_o = 40000 K (unten) ist I_{max} = 31 R .

Downwind-Region spielt die Temperatur eine Rolle: Ein etwas tieferes Minimum resultiert bei höherer Temperatur. Daher sollten die aus Lyman-alpha-Beobachtungen deduzierten Interstellarwind-Temperaturen in ihrer Signifikanz nicht überbewertet werden, weil gute Datenfits für fast jede Temperatur möglich sind.

Das Gegenteil trifft für die Helium-Beobachtungen zu. Abbildung 4.5 zeigt, daß die Temperatur des interstellaren Mediums sich entscheidend auf die 584 A-Intensitäten auswirkt: Die Modellberechnung für $T = 1000$ K zeigt erstens eine höhere Maximalintensität und zweitens einen deutlicher ausgeprägten Downwind-Konus als die Berechnung für $T_o = 10\,000$ K. Für $T_o = 40\,000$ K ist der Downwind-Konus praktisch verschwunden. Das Minimum der Intensität in der Upwind-Region ist weitgehend unabhängig von der Temperatur. Beobachtungen der Helium-Streustrahlung eignen sich daher gut zur Temperaturbestimmung (siehe Abschnitt 5).

Abbildung 4.6 zeigt einen Vergleich der Lyman-alpha-Streustrahlungsverteilung für unterschiedliche Werte der Interstellarwind-Geschwindigkeit. Es ist ersichtlich, daß bei steigenden Werten der Geschwindigkeit die Eigenschaften der Streustrahlungsverteilung sich wie folgt verändern:

1) die Intensität nimmt überall zu

2) das Verhältnis maximaler zu minimaler Intensität steigt an

3) die Region der maximalen Intensität rückt näher an die Sonne.

Die physikalische Ursache dieses Verhaltens liegt in der relativ kurzen Ionisations-Lebensdauer des Wasserstoffs im Sonnensystem: Bei höheren Geschwindigkeiten können die neutralen Wasserstoffatome näher bis zur Sonne eindringen, bevor sie ionisiert werden.

Im Gegensatz zur Lyman-alpha-Linie ist die solare 584 A-Emissionslinie sehr schmal, so daß solare 584 A-Photonen nur an solchen Heliumatomen, die eine geringe Radialgeschwindigkeit besitzen, resonant gestreut werden können. Im Vergleich zu den Lyman-alpha-Himmelskarten zeigen deshalb die Charakteristika der 584 A-Isophoten bei Erhöhung der Geschwindigkeit ein ganz anderes Verhalten, wie aus Abb. 4.7 ersichtlich ist:

1) die Intensität nimmt überall ab,

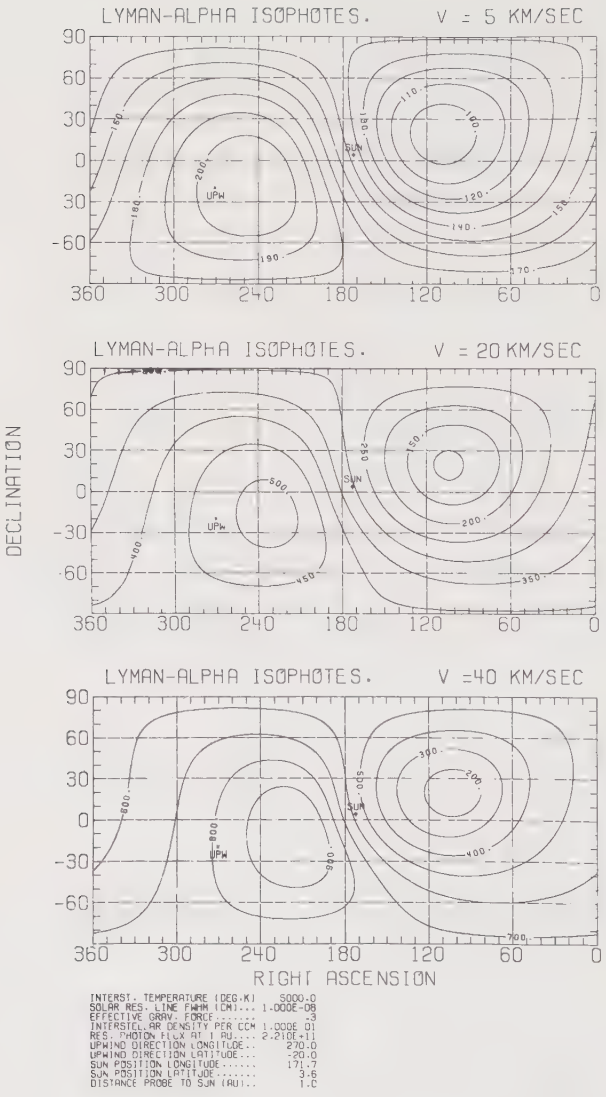


Abb. 4.6: Vergleich der Lyman-alpha-Streustrahlungsverteilung für verschiedene Interstellarwind-Geschwindigkeiten. (Oben: v_o = 5 km/sec, Mitte: v_o = 20 km/sec, unten: v_o = 40 km/sec)

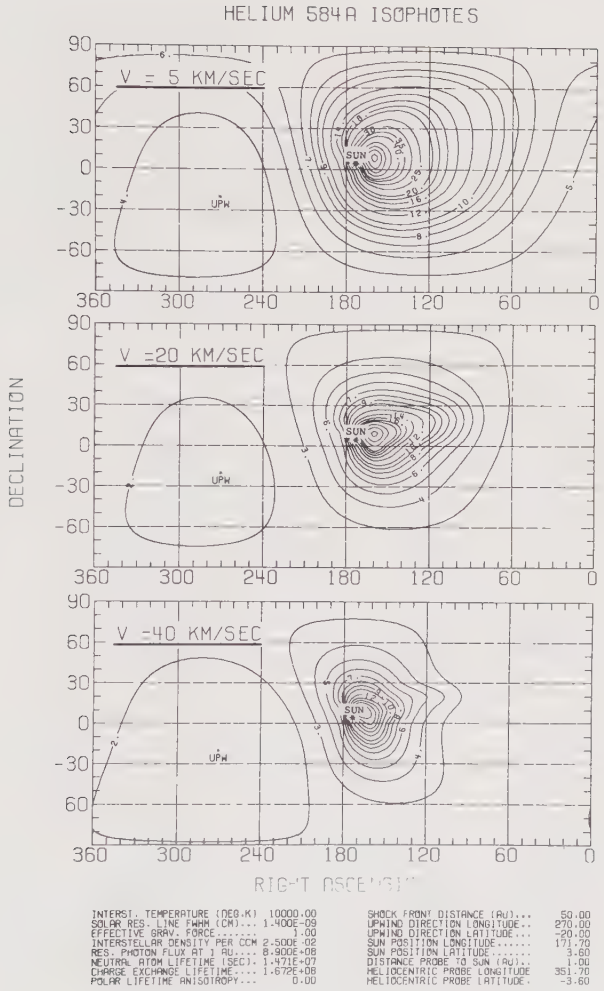


Abb. 4.7: Vergleich der 584 A-Streustrahlungsverteilung für verschiedene Werte der Interstellarwind-Geschwindigkeit. Bei v_o = 5 km/sec (oben) ist I_{max} = 83 R, bei v_o = 20 km/sec ist I_{max} = 36 R, und bei v_o = 40 km/sec ist I_{max} = 23 R .

2) das Verhältnis maximaler zu minimaler Intensität fällt schwach ab

3) die Elongation der Isophoten in die Downwind-Region wird ausgeprägter, d.h. ein Helium-Dichtekonus, dessen Symmetrieachse die Downwind-Achse ist, bildet sich durch die Gravitationsfokussierung bei höheren Interstellarwind-Geschwindigkeiten aus.

Die obigen Vergleiche haben eine wichtige Konsequenz: Können bei interplanetaren Beobachtungen gleichzeitig die Lyman-alpha- und die 584 A-Intensitäten gemessen werden, so ergibt sich für die daraus berechneten Interstellarwind-Parameter eine höhere Signifikanz, da sie widerspruchsfrei beide Intensitätsverteilungen erklären müssen. Dies ist z.B. bei der gegensätzlichen Auswirkung einer veränderten Interstellarwind-Geschwindigkeit auf die Lyman-alpha-Verteilung einerseits und auf die 584 A-Verteilung andererseits nur innerhalb eines engen Wertebereichs möglich. Die ersten interplanetaren Messungen, die diesen entscheidenden Vorzug besitzen, wurden 1973/1974 von Mariner 10 durchgeführt. Diese Messungen werden in Abschnitt 5 zur Bestimmung der Interstellarwind-Parameter herangezogen.

4.4 Vergleich des Interstellarwind-Modells mit früheren Beobachtungen

Mit dem Computerprogramm SKYMAP kann die Streustrahlungsverteilung bei freier Wahl des Beobachtungsstandorts simuliert werden, so daß ein direkter Vergleich einer Beobachtung mit Modellintensitäten, die auf Grund eines vorgegebenen Parametersatzes berechnet werden, möglich ist. Ein solcher Vergleich wird in Abb. 4.8 für die Lyman-alpha-Verteilung gezeigt: oben die auf den Daten der SU-1 Beobachtung von OGO-5 beruhende Isophotenkarte (Thomas und Krassa, 1971), unten eine Modellberechnung, deren Parameter an Hand der in Abschnitt 2.1 durchgeführten Übersicht der vorliegenden Wasserstoffmodelle ermittelt wurden. Die so berechnete Intensitätsverteilung stimmt in den wesentlichen Eigenschaften mit der beobachteten Verteilung überein. Nur bei den Positionen der Maxima bzw. Minima treten Abweichungen auf, deren

Ursache jedoch möglicherweise in der begrenzten Datenqualität liegt. (In einem späteren Abschnitt wird gezeigt, daß die Verschiebung der Position des Maximums auch eine tiefergehende physikalische Ursache, nämlich die hier noch nicht berücksichtigte Sonnenwindanisotropie, haben kann. Die Genauigkeit der OGO 5-Daten reicht zum Nachweis dieses Effekts aber nicht aus.)

Ein wichtiger Aspekt des Vergleichs ist die Tatsache, daß die gute Übereinstimmung der OGO 5-Daten mit dem Modell nur durch die Annahme eines isotropen Hintergrunds von 150 R möglich ist,

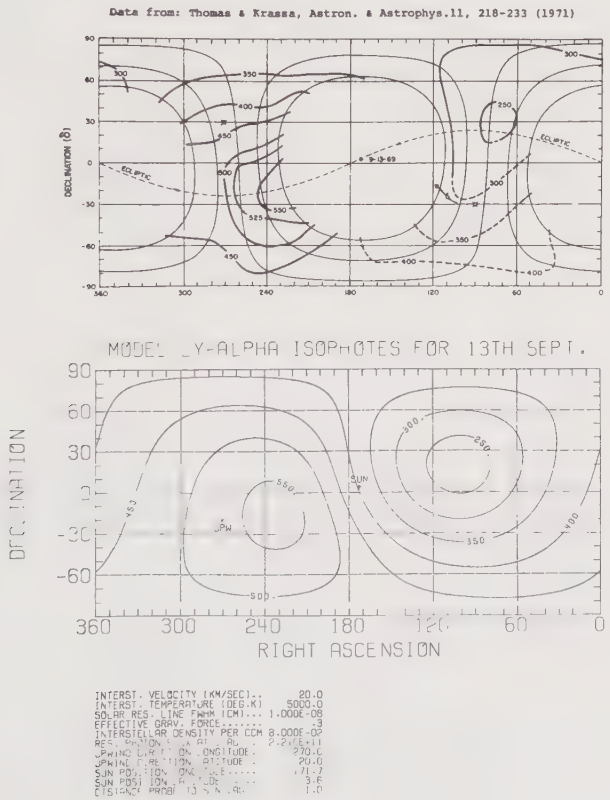


Abb. 4.8: Vergleich der OGO 5-Beobachtung SU-1 mit einer Modellberechnung der Lyman-alpha-Intensitätsverteilung.

der zu den Intensitäten interplanetaren Ursprungs hinzuaddiert wird. Dies bestätigt die Vermutung, daß die OGO 5-Messungen entscheidend durch die Geokorona kontaminiert waren. Eine galaktisch isotrope Hintergrundstrahlung der Größenordnung von 150 R, die zunächst als mögliche Ursache des Hintergrunds betrachtet wurde, konnte durch spätere interplanetare Messungen ausgeschlossen werden.

Abbildung 4.9 zeigt einen für Helium durchgeführten Vergleich des Modells mit Beobachtungsdaten. Die obere 584 A-Isophotenkarte wurde von Meier und Weller (1974) mit den Daten des STP

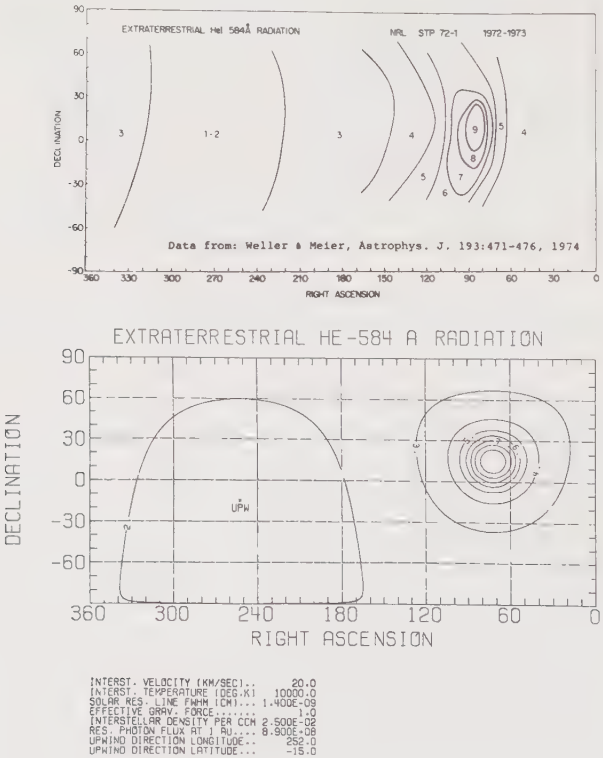


Abb. 4.9: Vergleich der STP 72-1-Beobachtung mit einer Modellberechnung der 584 A-Intensitätsverteilung.

72-1-Satelliten hergestellt. Wieder sind die verwendeten Modellparameter unter der theoretisch berechneten Isophotenkarte aufgeführt. Die STP-Beobachtung ist schwieriger zu interpretieren als die OGO 5-Messung, weil die Daten in einem Zeitraum von über einem Jahr akkumuliert wurden und nur die Intensitäten darstellen, die vom Erdorbit nach außen blickend gemessen wurden. Zur Simulation wurde daher der Beobachtungsstandort ins Zentrum des Sonnensystems gelegt und die Integration über die Quellfunktion erst ab 1 AE begonnen. Die spezielle Spinstabilisierung des STP-Satelliten ließ lediglich Sichtlinien zu, die an einem Beobachtungstag dieselbe ekliptische Länge aufwiesen. Daraus könnte sich der Unterschied zwischen den Positionen des beobachteten und des berechneten Maximums erklären lassen.

5. BESTIMMUNG DER INTERSTELLARWIND-PARAMETER AN HAND DER MARINER 10 BEOBACHTUNGEN

In diesem Abschnitt werden die interplanetaren EUV-Beobachtungen der Mariner 10-Sonde mit dem Ziel analysiert, die Interstellarwind-Parameter konsistent zu bestimmen. Ausgangspunkt unserer Analyse sind das analytische Interstellarwind-Modell und die theoretische Untersuchung der Intensitätsverteilungen, die in den vorhergehenden Abschnitten dargestellt wurden.

5.1 Beobachtungsgeometrie der Mariner 10-Messungen

Die interplanetare Sonde Mariner 10 wurde am 2.11.1973 zur Erkundung der inneren Planeten Venus und Merkur gestartet. Das an Bord befindliche UV-Spektrometer konnte neben den Planetenbeobachtungen (Broadfoot et al., 1974) auch zur Messung der interplanetaren UV-Strahlungsverteilung eingesetzt werden. Die insgesamt vier interplanetaren Beobachtungen wurden auf dem Flug der Sonde von der Erde zur Venus 1973/74 durchgeführt.

Die besondere Bedeutung dieser vier Beobachtungen liegt in folgendem:

1) Es wurden erstmalig gleichzeitig sowohl die Wasserstoffkomponente (1216 A) wie auch die Heliumkomponente (584 A) der interplanetaren Streustrahlung gemessen.
2) Jede Beobachtung wurde innerhalb eines Tages durchgeführt, so daß zeitabhängige Effekte in den Daten weitgehend ausgeschlossen werden können.
3) Erstmalig konnte die Strahlungsverteilung von geringeren Sonnenabständen als 1 AE aus gemessen werden.
4) Eine Kontamination der Daten durch die Geokorona, die bei Erdsatelliten eine Rolle spielt, war ausgeschlossen.
5) Mit dem Blickfeld des UV-Spektrometers von $0.13^{\circ} \times 3.6^{\circ}$ ergaben sich Meßdaten von bisher unerreichter räumlicher Auflösung.

Insgesamt stellen die Mariner 10-Daten die bisher genauesten und umfassendsten Messungen der interplanetaren EUV-Streustrahlung

dar. Dies trägt wesentlich zur Genauigkeit der Parameterbestimmung bei, die im folgenden mit einer ausführlichen Analyse des gesamten Datenmaterials der Beobachtungsmanöver durchgeführt wird.

Abbildung 5.1 zeigt schematisch die Geometrien der vier Beobachtungen, die als Roll Calibration Maneuvers (RCM) bezeichnet werden. Wegen eines technischen Problems in der ersten Flugphase konnten von den geplanten sieben RCM's nur RCM 1, 3, 4 und 7 durchgeführt werden. Bei den Beobachtungen wurde ein begrenzter Aus-

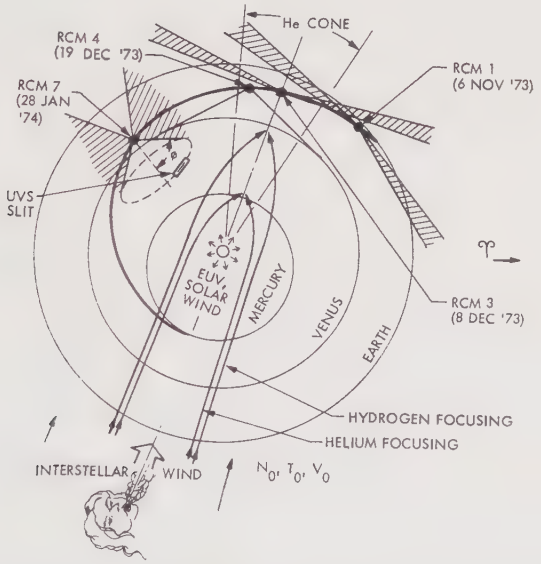


Abb. 5.1: Ekliptische Projektion der Beobachtungsgeometrie für die Mariner 10-Beobachtungen RCM 1, 3, 4 und 7. Die Messungen wurden auf der Bahn zwischen Erde und Venus durchgeführt. Die schraffierten Flächen deuten die Bereiche an, die durch das UV-Spektrometer bei der Rotation der Sonde um ihre Spin-Achse beobachtet wurden. Der interstellare Wind sowie der Helium-Dichtekonus und die solaren Strahlungen sind schematisch eingezeichnet.

schnitt der Himmelskugel, in Abb. 5.1 durch die schraffierten Bereiche angedeutet, vom UV-Spektrometer abgetastet. Die Sichtlinie des UV-Spektrometers wurde bezüglich der Spin-Achse der Raumsonde um einen vorgegeben Winkel, dem Scan-Winkel, nach außen gerichtet. Die Spin-Achse wurde während der Beobachtungen zur Sonne gerichtet. Bei der Rotation der Raumsonde um die Spin-Achse beschrieb daher die Sichtlinie auf der Himmelskugel einen Kreis, in dessen Mittelpunkt die Sonne lag und dessen Durchmesser vom gewählten Scan-Winkel abhing. Bei RCM 1, 3 und 4 wurde der Scan-Winkel für alle Umdrehungen konstant gehalten, dagegen wurde bei RCM 7 der Scan-Winkel nach jeder Umdrehung heraufgesetzt. Bei jedem RCM wurden acht Umdrehungen (Rolls) durchgeführt.

Das UV-Spektrometer besaß zehn Detektoren, so daß für jede Blickrichtung gleichzeitig die Intensitäten in zehn Kanälen gemessen wurden: bei 304, 430, 584, 740, 896, 1048, 1216, 1304, 1480 und 1657 A. Bei einer Roll-Geschwindigkeit von 0.18°/sec wurde von jedem Kanal alle 21 sec ein Intensitätswert geliefert: Das sind 2.3° Roll-Winkel pro Meßwert verglichen mit einem Öffnungswinkel von 3.6° in Roll-Richtung. Der Öffnungswinkel des UV-Spektrometers senkrecht zur Roll-Richtung beträgt nur 0.13 Grad. Somit ergab jeder Roll etwa 90 Meßwerte. Zu dem Datensatz eines RCM's gehören auch die Messungen der Intensität bei konstanter Blickrichtung des UV-Spektrometers vor und nach den Rolls. Dies ergibt für jedes RCM insgesamt etwa 1000 Datenpunkte. Unserer Analyse liegen daher 4000 einzelne Intensitätswerte mit den zugehörigen Koordinaten der Blickrichtungen zugrunde. Diese breite Datenbasis liefert eine hohe statistische Signifikanz der Beobachtungen, so daß zusätzlich zu Effekten erster Ordnung auch die Feinstruktur der Daten untersucht werden kann.

In Tabelle 5.2 sind die Geometrieparameter der vier Beobachtungen von Mariner 10 zusammengefaßt (Broadfoot und Kumar, 1978). Zwischen RCM 1 und RCM 7 verstrichen etwa drei Monate, dabei durchlief die Raumsonde einen Längenbereich von etwa 90 Grad. Die Daten konnten deshalb auch zur Analyse von Parallaxeneffekten herangezogen werden, die sich aufgrund der dreidimensionalen Verteilung des Neutralgases im Sonnensystem ergeben müssen. Zwei

Beobachtung	Datum	Eklipt. Länge	Eklipt. Breite	Sonnenabstand	Scan-Winkel
RCM 1	6 Nov 73	43.9°	0.2°	0.99 AE	78° - 85°
RCM 3	8 Dez 73	71.3°	1.7°	0.95 AE	95°, 100°
RCM 4	19 Dez 73	83.4°	2.2°	0.92 AE	55°
RCM 7	28 Jan 74	131.5°	3.2°	0.75 AE	54° - 150°

Tabelle 5.2: Geometrieparameter der Mariner 10-Beobachtungen. Aufgeführt sind die Positionen der Raumsonde in heliozentrischen ekliptischen Koordinaten und die Scan-Winkel des UV-Spektrometers während der vier Beobachtungsmanöver RCM 1, 3, 4 und 7.

RCM's fanden statt, während sich Mariner 10 innerhalb des Helium-Dichtekonus befand.

5.2 Solare Parameter

Für die in diesem Abschnitt durchgeführte Analyse wird vorausgesetzt, daß die solaren Strahlungen sphärische Symmetrie aufweisen. Die zugrundegelegten solaren Eigenschaften der solaren Strahlungen werden an dieser Stelle kurz erläutert, bevor sie in Abschnitt 6 ausführlich untersucht werden.

Die Beobachtungen von Mariner 10 wurden in einer Phase niedriger solarer Aktivität durchgeführt. Thomas und Anderson (1976) und Vidal-Madjar (1975) haben den solaren Lyman-alpha-Fluß mit der Züricher Sonnenfleckenzahl korreliert und fanden einen linearen Zusammenhang. Dieser ergibt für die Lyman-alpha-Linie der Sonne während der ruhigen Bedingungen, die 1973/74 vorherrschten, einen Gesamtfluß bei 1 AE von $2.3 \cdot 10^{11}$ Photonen cm^{-2} sec^{-1}, was einer Streurate von $g_e = 1.25 \cdot 10^{-3}$ sec^{-1} und einem μ-Wert von 0.72 entspricht.

Eine Korrelation, die es ermöglichen würde, auch den absoluten Strahlungsfluß der solaren 584 A-Emissionslinie mit Hilfe der

Sonnenfleckenzahl zu erhalten, liegt bisher nicht vor. Für 584 A wurde eine Streurate von $g_e = 1.62 \cdot 10^{-5}$ sec^{-1} in der Linienmitte an Hand von Messungen bestimmt, welche Mariner 10 nur wenige Tage nach der RCM 7-Beobachtung ausführte (Kumar und Broadfoot, 1975). Zusammen mit der von Doschek et al. (1974) gemessenen Halbwertsbreite der 584 A-Linie von 140 mA ergibt sich daraus ein Gesamtfluß von $2.9 \cdot 10^9$ Photonen $\cdot$ cm$^{-2} \cdot$ sec^{-1} bei 1 AE.

Der Sonnenwind-Protonenfluß wurde während des Zeitraums der Mariner 10-Beobachtungen von den IMP-Satelliten gemessen und liegt in 1 AE Sonnenabstand bei $2.7 \cdot 10^8$ Protonen cm$^{-2} \cdot$ sec^{-1} (Feldman, 1976). Zusammen mit der EUV-Ionisationsrate des Wasserstoffs von $6.4 \cdot 10^{-8}$ sec^{-1} (Banks und Kockarts, 1973) ergibt sich eine Gesamtlebensdauer der neutralen Wasserstoffatome von $2.8 \cdot 10^6$ sec bei 1 AE. Die Extinktion des Heliums beruht wegen des geringen Streuquerschnitts der Sonnenwindprotonen mit Heliumatomen fast ausschließlich auf Photoionisation durch solares EUV. Axford (1972) berechnete eine Lebensdauer der neutralen Heliumatome von $1.6 \cdot 10^7$ sec bei 1 AE.

5.3 Anpassung des Modells an die Beobachtungsdaten

Von Beginn eines RCM's an wurden die in einem Kanal des UV-Spektrometers gemessenen Intensitäten sequentiell mit Datennummern k bezeichnet: Die Datennummer ist ein Zeitparameter, der während der Messungen in Einheiten von 21 Sekunden hochgezählt wird. Die den zugehörigen Blickrichtungen entsprechenden Modellintensitäten können mit dem Interstellarwind-Modell berechnet werden. Wird diese Berechnung für alle N ($\sim$1000) Blickrichtungen eines RCM's durchgeführt, so kann bei vorgegebenen Modellparametern die Abweichung der Simulationsrechnung von der Beobachtung quantitativ wie folgt festgelegt werden:

$$d_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N} \left(1 - \frac{I_k}{I_k^*} \right)^2} \qquad (5.1$$

Dabei sind I_k die gemessenen und I_k^* die berechneten Intensi-

täten. d_{RMS} (Root Mean Square Deviation) ist ein relatives Maß für die Güte des Modellfits. Im folgenden wird $100 \cdot d_{RMS}$ als prozentuales RMS-Fit-Ergebnis bezeichnet.

Das SKYMAP-Computerprogramm wurde für die Analyse der Mariner 10-Daten so erweitert, daß das RMS-Fit-Ergebnis für einen vorgegebenen Parametersatz sofort berechnet werden konnte. Anstelle einer Isophotenkarte gibt das Programm eine Darstellung der gemessenen und berechneten Intensitäten als Funktion der Datennummer aus, so daß die Abweichungen zwischen den Beobachtungsdaten und dem Modellfit im Detail überprüft werden können.

Der statistische Fehler (1σ) der Beobachtungen von Mariner 10 wird von Broadfoot und Kumar (1978) für den 584 A-Kanal mit ±10% und für den 1216 A-Kanal mit ±5% angegeben. Diese Genauigkeit soll von dem RMS-Fit-Ergebnis der Daten mit einer Modellberechnung möglichst gut erreicht werden. Wir betrachten die Anpassung des Modells an die Beobachtungsdaten als voll befriedigend, wenn das RMS-Fit-Ergebnis nur geringfügig über der statistischen Genauigkeit liegt.

Ziel der Datenanalyse ist es somit, einen Parametersatz zu ermitteln, mit dem sich die geringsten Abweichungen des Modells von den Daten ergeben. Die Methode, die zum Auffinden dieses "Least Squares Fit" verwendet wurde, soll an dieser Stelle erläutert werden, bevor die RCM's im einzelnen betrachtet werden.

Zunächst wurde unserer Analyse eine Interstellarwind-Geschwindigkeit von v_o = 22 km/sec zugrunde gelegt. Dieser Wert ergibt sich aus der Messung der interplanetaren Lyman-alpha-Streustrahlung mit dem hochauflösenden Spektrometer des Copernicus-Satelliten (Adams und Frisch, 1977). Dieses Instrument besaß ein Auflösungsvermögen von 0.021 A und erlaubte für die interplanetare Lyman-alpha-Streustrahlung eine Bestimmung der Frequenzverschiebung, die aufgrund der Relativgeschwindigkeit des neutralen interplanetaren Wasserstoffs auftritt.

Zwei weitere Parameter des interstellaren Windes sind die Koordinaten der Downwind-Richtung. Im BPW-Modell werden die minimalen Lyman-alpha-Intensitäten aus der Downwind-Richtung erwar-

tet. Die Daten von RCM 7 (der vierten Beobachtung durch Mariner 10) zeigen ein absolutes Minimum der gemessenen Lyman-alpha-Intensität bei $\alpha = 72^{\circ}$, $\delta = -17^{\circ}$. In unserer Datenanalyse wurden deshalb zunächst diese Koordinaten, die auch mit den von Weller und Meier (1972) ermittelten Downwind-Koordinaten übereinstimmen, verwendet.

Die erste Abschätzung der interstellaren Neutralgasdichten erhalten wir durch Inspektion der Beobachtungsdaten. Da sich die Intensität der Streustrahlung proportional zur Neutralgasdichte verhält, können wir aus dem Vergleich der Mittelwerte der gemes-

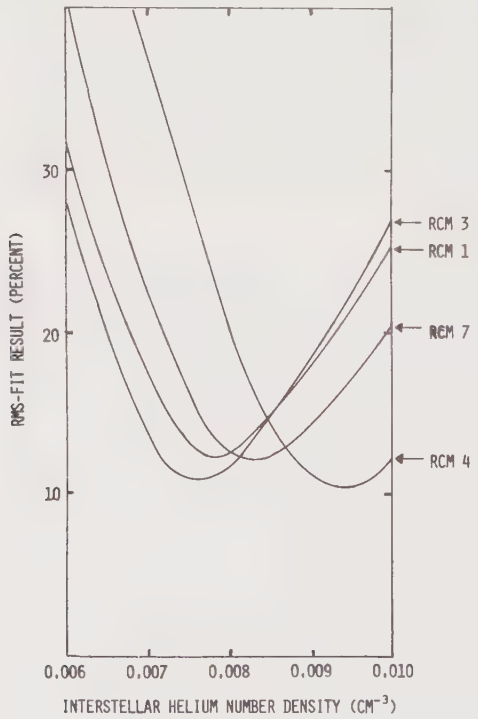


Abb. 5.3: Das RMS-Fit-Ergebnis der 584 A-Daten in Abhängigkeit von der Heliumdichte. Der zugrundegelegte Wert der solaren Linienintensität bei 584 A beträgt $2.9 \cdot 10^{9}$ Photonen $\cdot$ cm^{-2} $\cdot$ sec^{-1} bei 1 AE.

senen und modellberechneten Intensitäten die Ausgangswerte der Dichten bestimmen: $n_H = 0.04\ cm^{-3}$ und $n_{He} = 0.008\ cm^{-1}$.

Mit den obigen Ausgangswerten beginnt das Verfahren, bei dem durch Parametervariation die besten Modellfits ermittelt werden. Die systematische Variation der Interstellarwind-Temperatur ergibt die geringsten Abweichungen zwischen den Daten und dem Modell bei $T_o = 15\ 000\ K$ (siehe dazu im folgenden die ausführliche Betrachtung der einzelnen RCM's).

Dieser optimale Temperaturwert wurde danach bei der Überprüfung

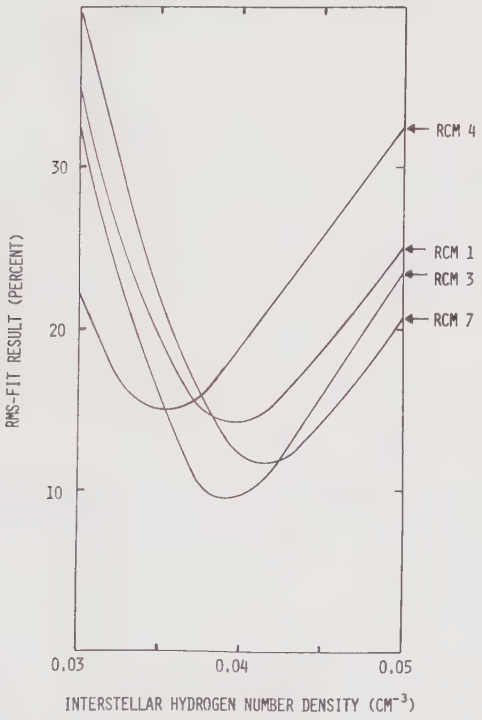


Abb. 5.4: Das RMS-Fit-Ergebnis der Lyman-alpha-Daten in Abhängigkeit von der Wasserstoffdichte. Der zugrundegelegte Wert der solaren Linienintensität bei 1216 A beträgt $2.3 \cdot 10^{11}$ Photonen $\cdot\ cm^{-2} \cdot\ sec^{-1}$ bei 1 AE.

der weiteren Interstellarwind-Parameter beibehalten. Zunächst wurden die Koordinaten der Downwind-Richtung systematisch bezüglich der Ausgangskoordinaten ($\alpha = 72^{o}$, $\delta = -17^{o}$) um $\pm 5^{o}$ variiert: Dies ergab in allen Fällen signifikant schlechtere RMS-Fit-Ergebnisse.

Zur Überprüfung der Interstellarwind-Geschwindigkeit wurden Modellsimulationen für $v_o = 15$ km/sec und $v_o = 30$ km/sec durchgeführt: Dies führte ebenfalls zu schlechteren RMS-Fit-Ergebnissen. Somit wurde durch unsere Analyse der von Adams und Frisch (1977) gefundene Wert von $v_o = 22.1 \pm 2.8$ km/sec bestätigt.

Bei der Neutraldichte ergab die Parametervariation nur geringe Abweichungen von den Ausgangswerten. Für die Heliumdaten wurde die Interstellargasdichte im Bereich zwischen 0.006 und 0.01 cm^{-3} um jeweils 0.0002 cm^{-3} inkrementiert: Das RMS-Fit-Ergebnis wurde in Abhängigkeit von der Modelldichte berechnet und in Abb. 5.3 dargestellt. Für die Wasserstoffdaten wurde die Dichte zwischen 0.03 und 0.05 cm^{-3} um jeweils 0.001 cm^{-3} inkrementiert: Abb. 5.4 zeigt die Auftragung der RMS-Fit-Ergebnisse gegen die Wasserstoffdichte. Die Beobachtungen können innerhalb der statistischen Genauigkeit durch die Werte $n_{He} = 0.008 \pm 0.0005$ cm^{-3} und $n_H = 0.04 \pm 0.002$ cm^{-3} erklärt werden. Eine Ausnahme bilden nur die für RCM 4 ermittelten Dichten: Hier ergibt die Parametervariation etwas unterschiedliche Werte: $n_{He} = 0.0094$ cm^{-3} und $n_H = 0.035$ cm^{-3}.

Im folgenden sollen die Fits der einzelnen RCM's untersucht werden. Bei jedem RCM wird zuerst die Heliumkomponente und danach die Wasserstoffkomponente der Streustrahlung diskutiert.

5.4 Die RCM 1-Beobachtung

Helium

Am 6. November 1973, bereits einige Tage nach dem Start von Mariner 10, wurden die ersten interplanetaren Beobachtungen durchgeführt. Abbildung 5.5 zeigt die besten Fits der RCM 1-Daten. Die gemessenen Intensitäten (Punkte) und Modellintensitäten (durchgezogene Linie) sind gegen die Datennummer aufgetragen. Im

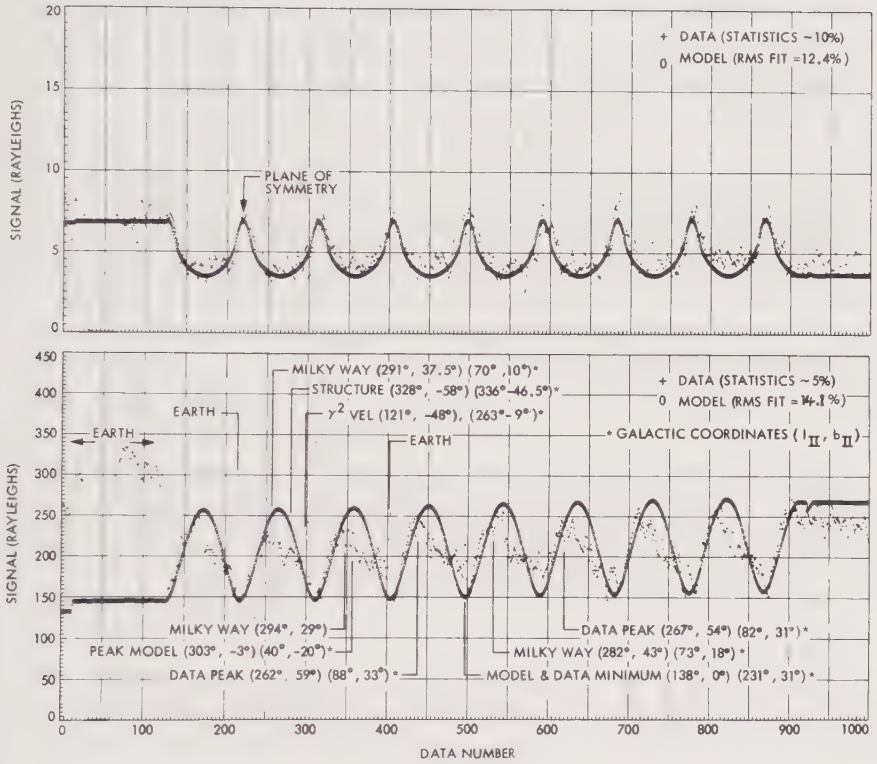


Abb. 5.5: Die während der RCM 1-Beobachtung gemessenen interplanetaren Intensitäten und die zugehörigen besten Modellfits, aufgetragen gegen die Datennummer. Die Datennummer ist ein Zeitparameter in Einheiten von 21 sec. Oben sind die 584 A-Meßwerte , unten die Lyman-alpha-Meßwerte in Rayleighs als Punkte dargestellt. Die Modellfits erscheinen als durchgezogene Linien. Die Intensitäten der Helium-Streustrahlung zeigen jedesmal ein Maximum, wenn die Sichtlinie die Downwind-Achse kreuzt, während die Lyman-alpha-Intensitäten ihr Minimum in der Downwind-Richtung aufweisen. Die Koordinaten von astronomischen Objekten, die als auffällige Datenstrukturen erscheinen, sind in (α,δ) und in (l_{II},b_{II}) angegeben.

oberen Bildteil von Abb. 5.5 wird der Vergleich für die Heliumkomponente bei RCM 1 dargestellt. Da der Scan-Winkel bei RCM 1 fast konstant blieb, hat die Intensität einen sich mit jedem Roll wiederholenden Verlauf.

Für die Heliumkomponente stimmt die Modellberechnung ausgezeichnet mit den Daten überein. Jedesmal, wenn die Sichtlinie die Downwind-Achse kreuzt, ergibt sich ein Intensitätsmaximum, das sowohl bei den Beobachtungen als auch bei der Berechnung auftritt. Auch das in Upwind-Richtung auftretendende Minimum hat in den Daten und im Modell die gleiche Position und Intensität. Wählen wir für den Modellfit andere Koordinaten der Upwind-Richtung als beim besten Fit, so ergibt sich eine Phasenverschiebung zwischen Modellintensitäten und Daten. Eine veränderte Modelldichte ergibt einen Fit, der insgesamt zu hoch oder zu niedrig liegt. Die RMS-Abweichung des besten Fits der Heliumdaten von 12.4% unterscheidet sich nur geringfügig vom statistischen Fehler der Daten ($\sim$ 10%). Zudem zeigen die Heliumdaten von RCM 1 keine signifikanten Feinstrukturen, sondern nur die erwartete Abnahme des Signals von der Downwind- zur Upwind-Richtung.

Die Temperatur des interstellaren Mediums wurde an Hand der Heliumdaten bestimmt, indem T_∞ bei den Modellsimulationen zwischen 1000 K und 30 000 K variiert wurde. Abbildung 5.6 zeigt die Modellfits für drei verschiedene Temperaturen T_∞. Bei zu geringer Temperatur wird vom Modell die Intensität des Maximums (in Downwind-Richtung) überschätzt, was zu schlechteren RMS-Fit-Ergebnissen führt.

Um das Ergebnis der Temperaturanalyse besser ersichtlich darstellen zu können, wird zusätzlich zum RMS-Fit-Ergebnis auch ein "Konus-Fit"-Ergebnis berechnet. Vom RMS-Fit unterscheidet sich dieser Konus-Fit dadurch, daß zu seiner Berechnung nur solche Sichtlinien, die Beiträge aus dem Helium-Dichtekonus erhalten, berücksichtigt werden. Daher treten Veränderungen der Modelltemperatur im Konus-Fit-Ergebnis deutlicher in Erscheinung.

In Abb. 5.7 wird das Konus-Fit-Ergebnis für alle vier RCM's in Abhängigkeit von der Modelltemperatur dargestellt. Es ergibt

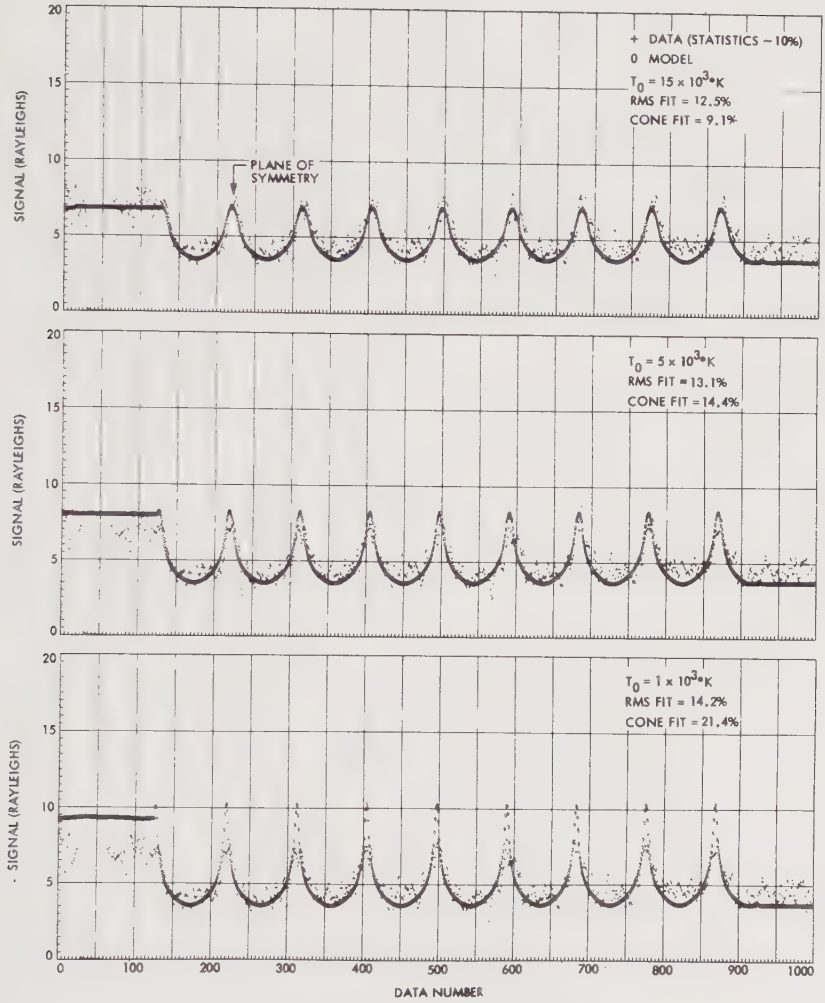


Abb. 5.6: Vergleich der Modellfits der 584 A-Daten der RCM 1-Beobachtung bei verschiedenen Temperaturen. Für die Interstellarwind-Temperatur wird T_o = 15000 K (oben), 5000 K (Mitte) und 1000 K (unten) vorausgesetzt. Das Intensitätsmaximum in der Downwind-Richtung wird am besten durch den "heissen" Fit mit T_o = 15000 K angenähert.

sich eine minimale Abweichung des Fits bei einer Temperatur von 15 000 K.

Dieses Ergebnis erhält eine wichtige Bestätigung durch eine andere Methode der Temperaturbestimmung, die wir ebenfalls mit Hilfe der Mariner 10-Daten durchführen können: Dazu wird die Breite des Helium-Dichtekonus herangezogen. Die FWHM (Full Width at Half Maximum) des Konus entspricht bei RCM 1 einem von der Sonne aus gemessenen Öffnungswinkel von 30°. Da der Öffnungswinkel sich proportional zur Quadratwurzel der Temperatur verhält (siehe

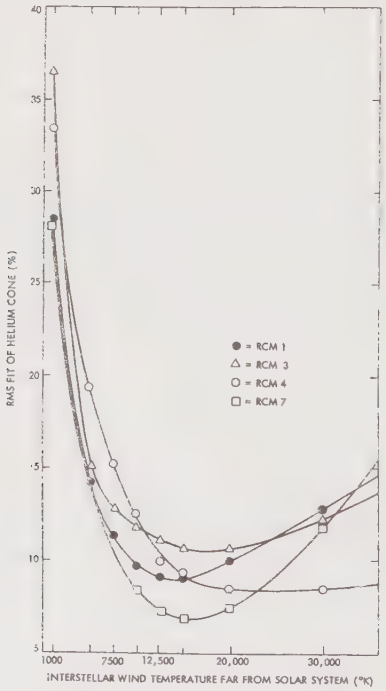


Abb. 5.7: Die Temperaturabhängigkeit der Modellfits der vier RCM's. Das RMS-Fit-Ergebnis aller Sichtlinien, die Beiträge aus dem Helium-Dichtekonus erhalten, wird als Funktion der Temperatur aufgetragen. Die geringste Abweichung zwischen Beobachtungen und Modell ergibt sich bei den meisten RCM's mit T_o = 15000 K.

Gleichung (3.10)), deutet dies auf eine Temperatur um 10 000 K hin. Dies entspricht recht gut unserem genaueren mit Hilfe der Konus-Fit-Ergebnisse gewonnenen Resultat.

Wir benutzen nun die ermittelten Interstellarwind-Parameter, um die Intensitätsverteilungen zu simulieren, die während RCM 1 gemessen wären, wenn Mariner 10 die Intensitäten über der gesamten Himmelskugel beobachtet hätte, anstatt sich auf die wiederholte Messung des Beobachtungskreises zu beschränken. Abbildung 5.8 zeigt in einem äquatorialen Koordinatensystem die mit den optimalen Parametern berechneten Isophotenkarten für die 584 A-Streustrahlung (oben). Der Beobachtungskreis wird durch Kreuze angedeutet. Die Projektion der Downwind-Achse auf die Himmelskugel ist eingezeichnet. Es ist ersichtlich, daß die Modellisophoten bezüglich der Projektion der Downwind-Achse symmetrisch sind. Für Helium ist die Position des Intensitätsmaximums auf dem Beobachtungskreis aufgezeigt: Sowohl das Modell wie auch die Beobachtung haben das Maximum beim Schnittpunkt des Beobachtungskreises mit der Projektion der Downwind-Achse.

Der Ortsvektor der Raumsonde (d.h. die Richtung von der Sonne zum Beobachtungsort) und die Upwind-Downwind-Achse definieren eine Ebene, die wir als Modellebene bezeichnen und bezüglich der die berechneten Modell-Isophoten symmetrisch sind. Diese Symmetrie des Modells beruht auf der Annahme, daß die solaren Strahlungen sphärisch symmetrisch sind. Für einen Rollbeobachtungsmodus, wie er bei Mariner 10 verwendet wurde, müssen daher die Modellintensitäten links und rechts vom berechneten Maximum symmetrisch abnehmen. Die 584 A-Beobachtungen bei RCM 4 zeigen diese Symmetrie (Abb. 5.5 oben), woraus wir folgern können, daß die auf neutrale interplanetare Heliumatome wirkenden solaren Strahlungen isotrop sind.

Wasserstoff (RCM 1)

Dagegen können die auf Wasserstoff wirksamen solaren Strahlungen nicht isotrop sein, wie der Daten-Modellvergleich für die Lyman-alpha-Intensitäten zeigt (Abb. 5.5 unten). Zwar weist der beste Fit eine gute Übereinstimmung der Grobstruktur der 1216 A-Daten

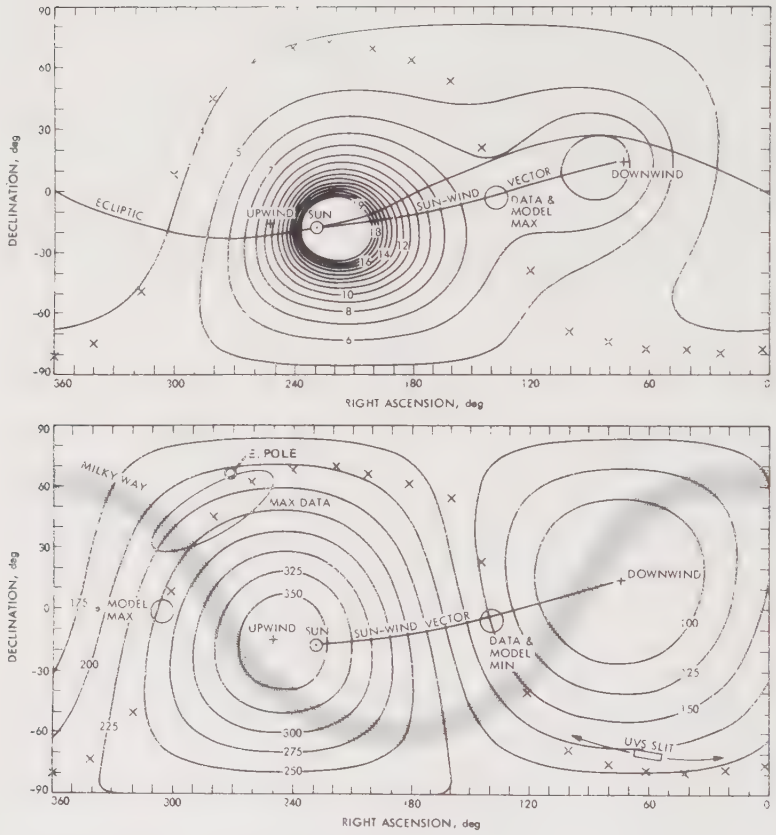


Abb. 5.8: Modellisophotenkarten der RCM 1-Beobachtung für 584 A (oben) und Lyman-alpha (unten). Auf der Grundlage der Interstellarwind-Parameter des besten Fits wurden die Modellintensitäten der gesamten Himmelsverteilung berechnet umd im äquatorialen Koordinatensystem dargestellt. Die Kreuze deuten den Beobachtungskreis an, auf dem die Intensitäten wiederholt gemessen wurden. Die Positionen der beobachteten und modellberechneten Maxima bzw. Minima auf dem Beobachtungskreis sind angegeben. Die Sonne, die Milchstraße und die Projektion der Ekliptik und der Downwind-Achse sind eingezeichnet.

mit dem Modell auf: Die maximalen und minimalen Intensitätswerte sowie die Positionen des beobachteten und berechneten Minimums stimmen überein. Jedoch unterscheidet sich das Maximum des beobachteten Signals um 30 bis 70° Roll-Winkel vom Modell-Maximum. (Eine Datennummer entspricht vier Grad Rollwinkel). Das beobachtete Maximum ist zum ekliptischen Nordpol hin verschoben. Im ersten Roll tritt der größte Unterschied zwischen dem Modell und den Beobachtungen bei Datennummer 184 auf und beträgt 20%. Eine ähnliche Abweichung zeigt sich bei den anderen Rolls. Die gemessenen Lyman-alpha-Intensitäten zeigen somit nicht den bezüglich der Modellebene symmetrischen Verlauf, der von dem hier verwendeten Modell gefordert wird. Durch eine Variation der Interstellarwind-Parameter ist eine Verbesserung des RMS-Fit-Ergebnisses unter den Wert von 14.1% (bei einem statistischen Fehler von etwa 5%) nicht möglich: Die Asymmetrie bezüglich der Modellebene kann vom BPW-Modell, das isotrope solare Strahlungen voraussetzt, nicht simuliert werden. Dieses Problem wird in einem späteren Abschnitt behandelt.

Neben diesen systematischen Abweichungen, die sich mit jedem Roll wiederholen, enthalten die RCM 1-Meßwerte weitere Strukturen, die zum Beispiel durch helle Sterne verursacht werden. Insbesondere war die Sichtlinie des UV-Spektrometers vor dem Beginn der Rolls zur Erde hin ausgerichtet. Deshalb wurden die Datennummern 1 bis 130 sowie die von Sternenlicht kontaminierten Daten für die Berechnung der RMS-Fit-Ergebnisse nicht berücksichtigt. Auch bei den anderen RCM's wurden kontaminierte Daten eliminiert.

Mit den ermittelten Parametern wurden die Lyman-alpha-Modellisophoten berechnet (Abb. 5.8 unten). Auf dem Beobachtungskreis stimmt die Position des gemessenen Lyman-alpha-Minimums mit der Position des berechneten Minimums überein und liegt am Schnittpunkt mit der Projektion der Downwind-Achse. Das Lyman-alpha-Modellmaximum auf dem Beobachtungskreis liegt nahe der Ekliptik, dagegen ist das beobachtete Maximum deutlich nach höheren Breiten in die Nähe des ekliptischen Pols gerückt.

5.5 Die RCM 3-Beobachtung

Helium

Die zweite Beobachtung, RCM 3, wurde am 8 Dezember 1973 bei einer heliozentrischen ekliptischen Länge von 71° durchgeführt. Deshalb hat die RCM 3-Beobachtung eine besondere Bedeutung, denn bisher wurde von keiner interplanetaren Sonde eine Messung von einem Beobachtungsort, der so nahe bei der Downwind-Achse lag, vorgenommen.

Abbildung 5.9 (oben) zeigt die besten Fits der RCM 3-Heliumdaten mit dem Interstellarwind-Modell. Der Scan-Winkel wurde nach vier Rolls geringfügig von 90° auf 97° erhöht. Der Beobachtungskreis entspricht daher etwa einem Großkreis auf der Himmelskugel. Die sich mit den acht Rolls wiederholende Modulation des gemessenen Signals ist klein, was sich auf den kurzen Abstand (unter 0.1AE) der Raumsonde von der Symmetrieachse zurückführen läßt. Für die Helium-Streustrahlung ergeben sich Intensitätsunterschiede zwischen gemessenem Minimum und Maximum von nur 1 R. Die 584 A-Daten werden durch das Modell ausgezeichnet angenähert. Das RMS-Fit-Ergebnis unterscheidet sich bei Helium mit 12.2% nicht wesentlich von der statistischen Genauigkeit der Daten ($\sim$ 10%). Die beobachteten Intensitäten sind symmetrisch bezüglich der Beobachtungsebene.

Wegen der Nähe zur Downwind-Achse eignet sich RCM 3 besonders gut für die Bestimmung der Richtung der Interstellarwind-Geschwindigkeit, d.h. der Koordinaten der Upwind-Richtung. Befindet sich nämlich eine Raumsonde zum Zeitpunkt der Beobachtung genau auf der Symmetrieachse, so ergibt sich für alle Sichtlinien, die mit einem Roll durchlaufen werden, die gleiche Intensität. Ein nur geringer Abstand zwischen Raumsonde und Symmetrieachse führt zu einer deutlichen Signalmodulation. Die Modulation der RCM 3-Daten zeigt, daß die Downwind-Richtung und der Ortsvektor der Sonde einen Winkel von etwa 5° bilden.

Die RCM 3-Heliumdaten wurden auch zur Bestimmung der Interstellarwind-Temperatur herangezogen. Das RMS-Fit-Ergebnis für RCM 3

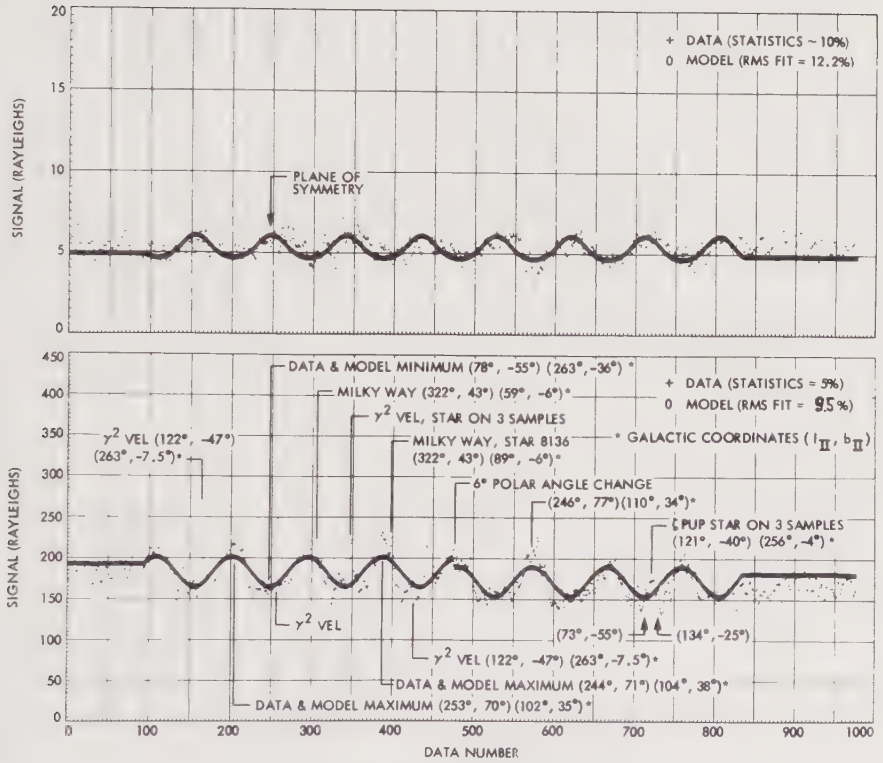


Abb. 5.9: Die während der RCM 3-Beobachtung gemessenen interplanetaren Intensitäten und die zugehörigen besten Modellfits, aufgetragen gegen die Datennummer. Wegen des kurzen Abstandes der Raumsonde von der Downwind-Achse bei dieser Beobachtung zeigen die Daten eine nur geringe Variation des Signalverlaufs zwischen Maximum und Minimum. Die 584 A-Messungen (oben) können durch den Modellfit ausgezeichnet angenähert werden, während bei Lyman-alpha (unten) systematische Diskrepanzen auftreten. Astronomische Objekte in den Daten des 1216 A-Kanals sind in (α,δ) und in (l_{II},b_{II}) angegeben.

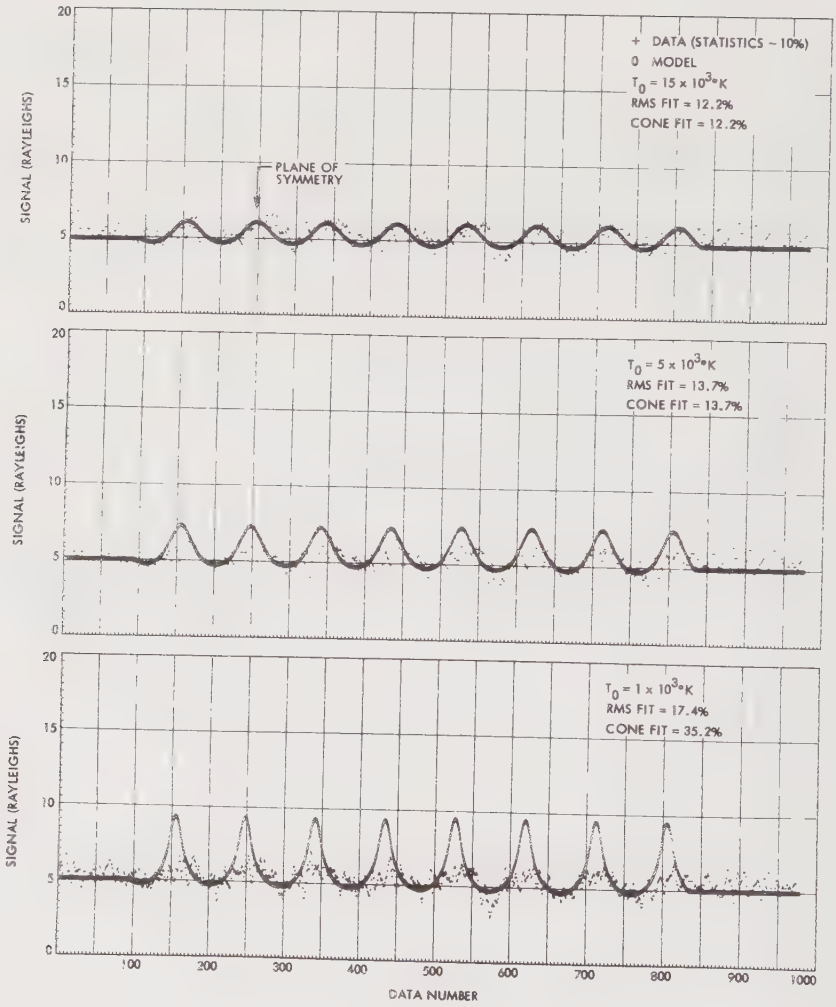


Abb. 5.10: Vergleich von Modellfits der 584 A-Daten der RCM 3-Beobachtung bei verschiedenen Temperaturen. Der beste Fit ergibt sich auch bei dieser Beobachtung für T = 15 000 K.

reagiert im Vergleich zu den anderen RCM's empfindlicher auf die Variation der Modelltemperatur, weil für T_c = 15 000 K alle Sichtlinien einen Signalbeitrag von Volumenelementen innerhalb des Helium-Dichtekonus erhalten: Wegen des geringen Winkelabstands von der Downwind-Achse befindet sich die Raumsonde für Temperaturen über einigen tausend Grad innerhalb des Dichtekonus. Die Temperaturanalyse wird wie bei RCM 1 durchgeführt. Abbildung 5.10 zeigt Modellfits für drei verschiedene Temperaturen. Abbildung 5.7 zeigt, daß auch für RCM 3 der beste Fit bei einer Temperatur von 15 000 K erreicht wird.

Abbildung 5.11 (oben) zeigt die mit den Parametern der besten Fits berechneten Isophotenkarten für die 584 A-Streustrahlung, die sich für die Beobachtungsgeometrie von RCM 3 ergeben. Die Projektion der Downwind-Achse unterscheidet sich deutlich von der Projektion der Ekliptik. Vom Beobachtungsort der Raumsonde aus erscheint die Downwind-Achse unterhalb der Ekliptik.

Der Beobachtungskreis ist mit Kreuzen angedeutet, er entspricht wegen des Scan-Winkels von 90° einem Großkreis an der Himmelskugel. Wir müssen unterscheiden zwischen der Position der auf dem Beobachtungskreis auftretenden Maxima und den Intensitätsmaxima der gesamten Himmelsverteilung. Bei der RCM 3-Beobachtungsgeometrie treten in der Isophotenkarte der Helium-Streustrahlungsverteilung zwei getrennte Intensitätsmaxima auf, und zwar für die beiden Sichtlinien, die von der Raumsonde aus parallel bzw. antiparallel zur Downwind-Achse verlaufen. Blickrichtungen senkrecht zur Downwind-Achse ergeben die geringsten Intensitäten. Dagegen kann auf einem sonnenzentrierten Beobachtungskreis nur ein einzelnes Intensitätsmaximum auftreten, wenn wir isotrope solare Strahlungen voraussetzen.

Bei RCM 3 stimmen die Positionen der beobachteten und der berechneten Maxima bzw. Minima auf dem Beobachtungskreis überein. Für Helium liegen die Maxima wegen der speziellen Beobachtungsgeometrie nicht in der Nähe der Ekliptik wie bei den anderen RCM's, sondern beim ekliptischen Südpol.

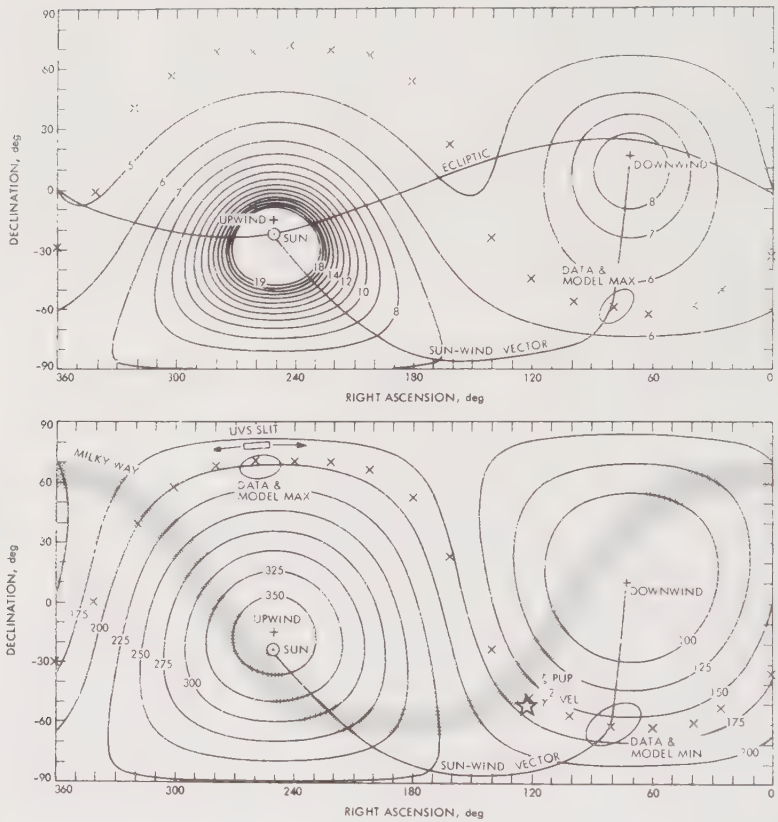


Abb. 5.11: Modellisophotenkarten der RCM 3-Beobachtung für 584 (oben) und Lyman-alpha (unten). Bei dieser Beobachtungsgeometrie erscheint die Projektion der Downwind Achse in deutlichem Abstand von der Projektion der Ekliptik. Das Maximum der Helium-Streustrahlung auf dem Beobachtungskreis (angedeutet durch Kreuze) lieg am Schnittpunkt mit der Projektion der Downwind-Achs Dieser Schittpunkt koinzidiert bei RCM 3 mit dem ekliptischen Südpol. Das Maximum der auf dem Beobach tungskreis gemessenen und berechneten Lyman-alpha-In tensität liegt nahe der Position des ekliptischen Nordpols.

Wasserstoff (RCM 3)

Abbildung 5.9 (unten) zeigt die Wasserstoffdaten der RCM 3-Beobachtung im Vergleich mit dem besten Modellfit. Die Intensitätsunterschiede zwischen den gemessenen Minima und Maxima betragen etwa 60 R.

Die maximalen Lyman-alpha-Meßwerte treten bei RCM 3 für Sichtlinien auf, die zum ekliptischen Nordpol gerichtet sind. Dies allein ist jedoch kein ausreichendes Indiz für eine Anisotropie der solaren Strahlung, da bei der speziellen Beobachtungsgeometrie auch das isotrope Modell ein Maximum bei polaren Sichtlinien ergibt. Dies zeigt, daß nur mit der detaillierten gleichzeitigen Analyse aller Beobachtungen eine solare Strahlungsanisotropie sicher nachzuweisen ist. Tatsächlich treten auch zwischen dem besten Modellfit und den Lyman-alpha-Beobachtungsdaten von RCM 3 Residuen auf, die auf eine Intensitätserhöhung aus Gebieten hoher ekliptischer Breiten hinweisen. So ergibt das Modell für jeden Roll eine Maximalintensität, die etwa 20 R geringer ist als die beobachtete Maximalintensität. Entsprechend zeigt das beste RMS-Fit-Ergebnis der Lyman-alpha-Daten mit 9.5% eine signifikante Abweichung von der statistischen Genauigkeit.

Abbbildung 5.11 (unten) zeigt die Lyman-alpha-Modellisophoten für RCM 3. Auf dem Beobachtungskreis liegen das Minimum des Modells und das Minimum der Daten in der Nähe des ekliptischen Südpols: Dies ist eine Folge der speziellen Beobachtungsgeometrie. Auf dem Beobachtungskreis treten die Maxima der Lyman-alpha-Messung und des Modells am ekliptischen Nordpol auf.

5.6 Die RCM 4-Beobachtung

Helium

Während der dritten Beobachtung, RCM 4, am 19. Dezember 1973 betrug die Entfernung der Raumsonde von der Downwind-Achse etwa 0.2 AE (15° Winkelabstand). Somit befand sich Mariner 10 am Rande des Helium-Dichtekonus. Der Scan-Winkel wurde für alle 9 Rolls mit 55° konstant beibehalten.

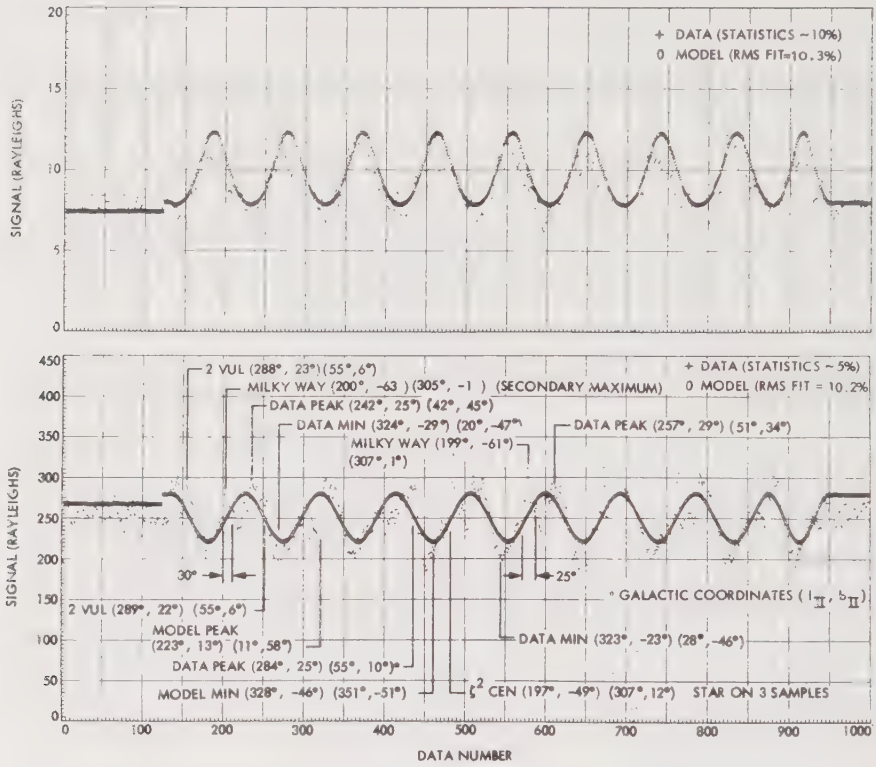


Abb. 5.12: Die während der RCM 4-Beobachtung gemessenen interplanetaren Intensitäten und die zugehörigen besten Modellfits, aufgetragen gegen die Datennummer. Die Helium-Modellsimulation (oben) zeigt eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit den Messdaten. Für Lyman-alpha (unten) kann das Modell nur die Grobstruktur der Beobachtung erklären, denn das Datenmaximum ist gegenüber dem Modellmaximum verschoben. Außerdem erscheint in den Lyman-alpha-Daten ein sekundäres Maximum, das nicht simuliert werden kann, da das hier verwendete Modell isotrope solare Strahlungsflüsse voraussetzt. Astronomische Objekte im Lyman-alpha-Signal werden in (α,δ) und in (l_{II},b_{II}) Koordinaten angegeben.

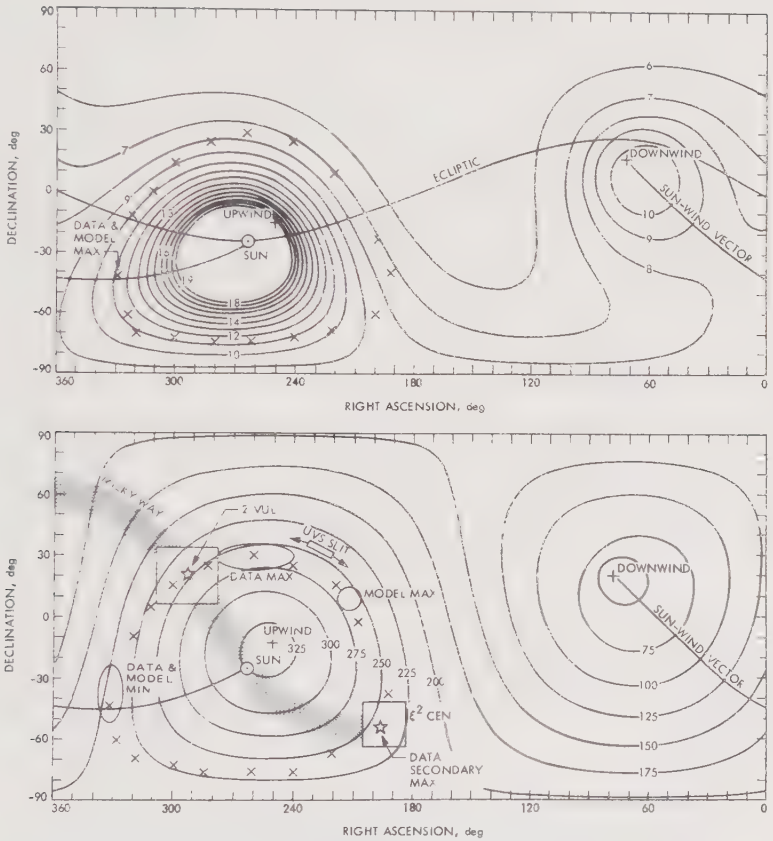


Abb. 5.13: Modellisophotenkarten der RCM 4-Beobachtung für 584 A (oben) und Lyman-alpha (unten). Der enge Beobachtungskreis hat einen Scan-Winkel von 55^{o} und ist durch Kreuze angedeutet. Das Maximum der Helium-Streustrahlungsintensitäten auf dem Beobachtungskreis liegt am Schnittpunkt mit der Projektion der Downwind-Achse: An dieser Stelle liegt auch das Lyman-alpha-Minimum. Dagegen liegt das Lyman-alpha-Datenmaximum gegenüber der Modellposition auf dem Beobachtungskreis nach Norden verschoben, und ein sekundäres Datenmaximum tritt bei südlichen ekliptischen Breiten in einer Position auf, die mit der Milchstraße koinzidiert.

Oben in Abb. 5.12 werden die 584 A-Daten der RCM 4-Beobachtung und der zugehörige beste Modellfit (10.3%) gezeigt, die eine gute Übereinstimmung aufweisen.

Abbildung 5.13 (oben) zeigt die 584 A Modellisophotenkarte für RCM 4 auf der Grundlage der abgeleiteten Interstellarwind-Parameter. Der enge Beobachtungskreis um die Sonne ist durch Kreuze angedeutet. Der Schnittpunkt des Beobachtungskreises mit der Projektion der Downwind-Achse ergibt die Position des beobachteten und übereinstimmend des berechneten Maximums für Helium.

Wasserstoff (RCM 4)

Abbildung 5.12 (unten) zeigt den Vergleich des Modells mit den Lyman-alpha-Daten von RCM 4. Wieder ergibt sich eine signifikante Abweichung des RMS-Fit-Ergebnisses (10.2%) von dem statistischen Fehler (∿ 5%). Die Minima der Lyman-alpha-Daten und des Modells treten übereinstimmend in der Downwind-Richtung auf. Dagegen ist das Modellmaximum deutlich phasenverschoben gegenüber dem Datenmaximum, das in der Nähe des ekliptischen Nordpols auftritt. Die Lyman-alpha-Modellisophoten (Abb. 5.13 unten) zeigen die unterschiedlichen Positionen des Daten- und des Modellmaximums auf dem Beobachtungskreis. In dieser Hinsicht besteht eine Ähnlichkeit mit RCM 1.

5.7 Die galaktische Komponente im Lyman-alpha-Signal bei RCM 4

Im Gegensatz zu den Daten der anderen RCM's erscheint bei RCM 4 im Lyman-alpha-Signal ein zweites, kleineres Maximum. Dieses Maximum kann nicht auf statistischen Fehlern beruhen, denn es trit in jedem der neun Rolls an der gleichen Stelle auf (siehe Abb. 5.12 unten). Die Halbwertsbreite (FWHM) des sekundären Maximums beträgt 25° Rollwinkel (dies entspricht etwa 20° an der Himmelskugel) und liegt symmetrisch bezüglich des galaktischen Äquators um die Position $\alpha = 200^{\circ}$, $\delta = 62^{\circ}$. Die Position des sekundären Maximums auf dem Beobachtungskreis ist in die Lyman-alpha-Isophotenkarte für RCM 4 (Abb. 5.13 unten) eingezeichnet.

An dieser Position ist die südliche Milchstraße eine extrem helle Quelle diffuser und direkter UV-Strahlung. Ein Intensitätsanteil des sekundären Maximums kann daher der galaktischen UV-Hintergrundstrahlung zugeschrieben werden. Wir weisen aber darauf hin, daß bei der Beobachtungsgeometrie von RCM 4 das sekundäre Maximum gerade an der Stelle der Rolls auftritt, an der die Sichtlinie dem ekliptischen Südpol am nächsten kommt. Nur bei RCM 4 wurden in diese Richtung Messungen vorgenommen.

Ausgehend von der Verteilung heller UV-Sterne hat Henry (1977) eine Karte der UV-Intensitätsverteilung an der gesamten Himmelskugel hergestellt (siehe Abb. 5.14). Sein Modell basiert auf einer Abhängigkeit der Intensität von der Wellenlänge, die dem Spektrum eines B-Sterns entspricht, wobei wegen der interstellaren Absorption bei Lyman-alpha ein mehrere Angström breites Minimum vorausgesetzt wird (Adams, 1972). Auf dem Beobachtungskreis von RCM 4 kreuzt die Sichtlinie zweimal den galaktischen

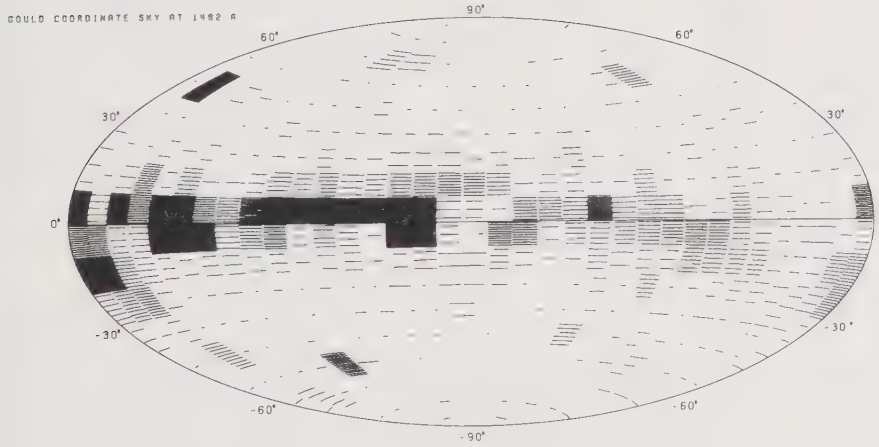


Abb. 5.14: Die galaktische Hintergrundstrahlung bei 1482 A, dargestellt in galaktischen Koordinaten (aus: Henry, 1977). Dunkel schattierte Flächen entsprechen Regionen großer UV-Intensitäten und zeigen eine stark asymmetrische Verteilung.

Äquator: nördlich der Ekliptik im Sternbild Vulpecula und südlich der Ekliptik im Sternbild Centaurus. Das Modell von Henry (1977) liefert für 1482 A und 975 A mittlere Strahlungsintensitäten von etwa 1 R/A in einer ausgedehnten Region nahe der südlichen Milchstraße. Dagegen ergibt sein Modell um eine Größenordnung geringere Intensitäten für die nördlich der Ekliptik gelegene Region der Milchstraße, die während RCM 4 beobachtet wurde.

Das Auflösungsvermögen des UV-Spektrometers von Mariner 10 be-

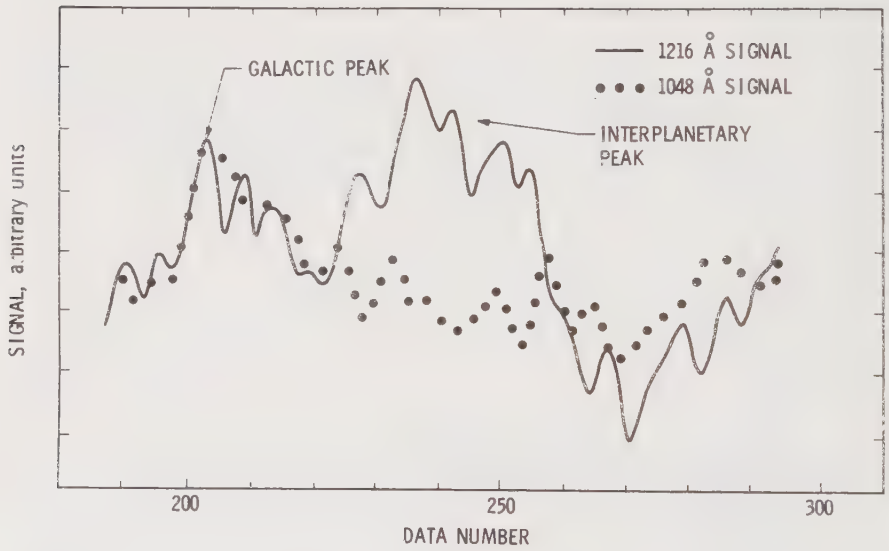


Abb. 5.15: Die gemessenen Signale des 1048 A- und des 1216 A-Kanals für Roll 2 von RCM 4, aufgetragen gegen die Datennummer. Die Bandbreite beider Kanäle beträgt 20 A. Das Maximum der 1048 A-Intensitäten entspricht dem sekundären Maximum im 1216 A-Kanal, während das primäre Lyman-alpha-Maximum keine entsprechende Struktur im 1048 A-Kanal besitzt. Dies deutet darauf hin, daß das sekundäre Maximum des 1216 A-Kanals einen galaktischen Signalanteil hat.

trägt 20 A FWHM in jedem Kanal. Abbildung 5.15 zeigt die während eines Rolls gemessenen Signalverläufe des 1048 A- und des 1216 A-Kanals. Der 1048 A-Kanal zeigt ein Maximum, der 1216 A-Kanal zeigt zwei Maxima, wie oben bereits diskutiert wurde. Das sekundäre Maximum des 1216 A-Kanals besitzt die gleiche Position und eine ähnliche Struktur wie das Maximum des 1048 A-Kanals. Die Amplitude des 1048 A-Maximums beträgt etwa 20 R. Die gemessene Amplitude des entsprechenden sekundären Maximums im 1216 A-Kanal liegt zwischen 30 und 50 R und ist daher höher als beim 1048 A-Maximum. Bei der Position des primären Maximums im 1216 A-Signal zeigt der 1048 A-Kanal geringe Intensitäten.

Diese Ausführungen zeigen, daß im 1216 A-Kanal auch die galaktische Hintergrundstrahlung innerhalb von 20 A um Lyman-alpha gemessen wurde. Wir folgern daraus, daß das primäre Lyman-alpha-Maximum interplanetaren Ursprungs ist, während das sekundäre Maximum teilweise von der galaktischen Hintergrundstrahlung herrührt. Unter der Annahme, daß der galaktische Hintergrund beider Kanäle die gleiche Intensität hat, können wir 20 R vom sekundären Lyman-alpha-Maximum subtrahieren, um den interplanetaren Strahlungsanteil zu erhalten. Dies ergibt ein geringeres sekundäres Maximum zwischen 10 und 30 R Intensität, das durch interplanetare Resonanzstreustrahlung an neutralen Wasserstoffatomen verursacht wird.

5.8 Die RCM 7-Beobachtung

Helium

Das letzte Beobachtungsmanöver, RCM 7, führte Mariner 10 am 28. Januar 1974 kurz vor dem Vorbeiflug an der Venus durch. Bisher gibt es keine Messungen der interplanetaren Streustrahlung, die von einem so geringen Sonnenabstand (0.75 AE) aus vorgenommen wurden. Im Gegensatz zu den vorhergehenden RCM's wurde bei RCM 7 nach jedem Roll der Scan-Winkel heraufgesetzt, so daß die Intensitäten auf einem Großteil der Himmelskugel gemessen werden konnten (siehe Abb. 5.1). Allerdings ergeben sich dadurch größere statistische Fehler als bei den anderen RCM's, bei denen wieder-

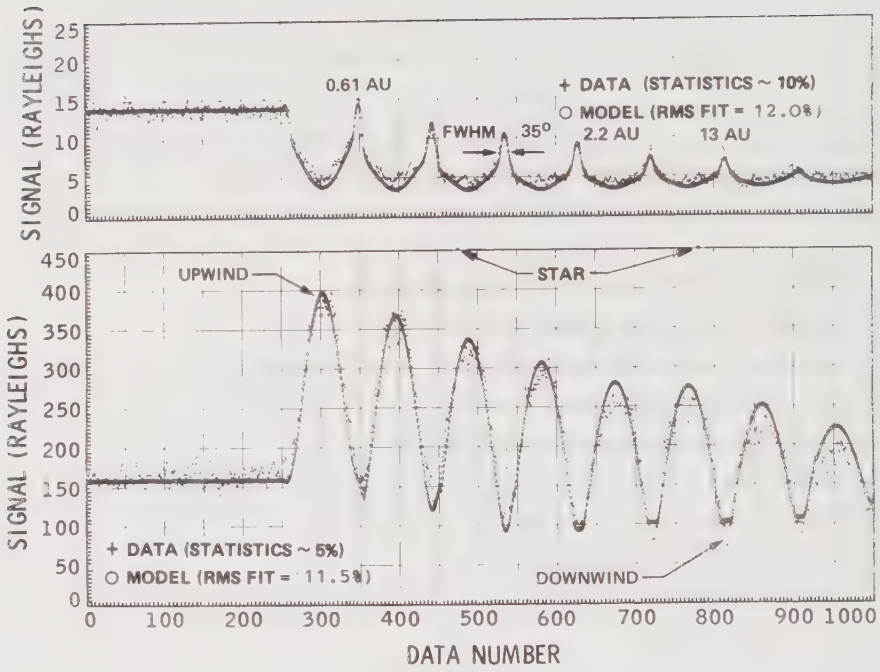


Abb. 5.16: Die während der RCM 7-Beobachtung gemessenen interplanetaren Intensitäten und die zugehörigen besten Modellfits, aufgetragen gegen die Datennummer. Die Signalstärke ist bei jedem Roll unterschiedlich, weil bei RCM 7 der Scan-Winkel nach jedem Roll heraufgesetzt wurde. Das Maximum der 584 A-Intensitäten tritt jeweils bei Sichtlinien auf, welche die Downwind-Achse kreuzen, und nimmt mit steigendem Sonnenabstand des Schnittpunktes ab. Die Signalmodulation ist wegen des großen Winkelabstandes der Raumsonde von der Downwind-Achse im Vergleich zu den anderen RCM's sehr stark: deshalb treten die Abweichungen des Lyman-alpha-Modells von den Daten nicht so deutlich in Erscheinung

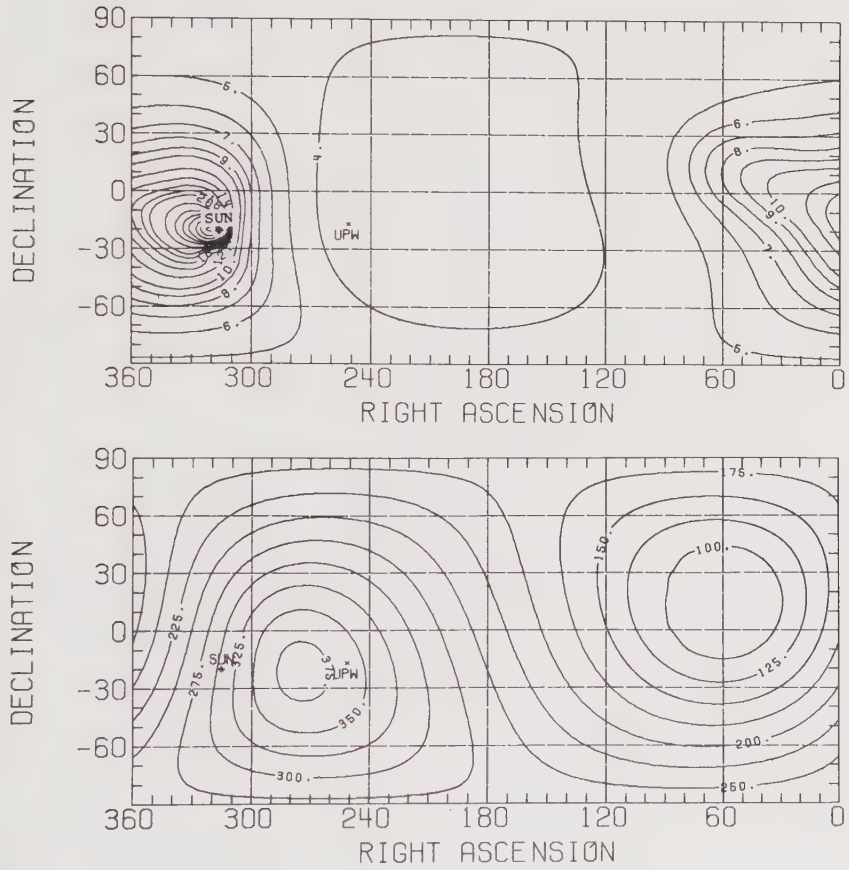


Abb. 5.17: Modellisophotenkarten der RCM 7-Beobachtung für 584 A (oben) und Lyman-alpha (unten). Die Helium-Isophoten sind entlang der Ekliptik, die bei dieser Beobachtungsgeometrie nahezu mit der Projektion der Downwind-Achse übereinstimmt, verlängert. Die Lyman-alpha-Intensitäten haben in Downwind-Richtung ihr Minimum.

holt in die gleiche Richtung gemessen wurde.

Abbildung 5.16 zeigt den Verlauf des während RCM 7 gemessenen 584 A-Signals im Vergleich zum besten Fit. Die starke Modulation der Intensitäten, bei 584 A zwischen 4 und 15 R, ist bedingt durch den großen Winkelabstand von etwa 60° zwischen der Raumsonde und der Downwind-Achse.

Die Sichtlinie schneidet die Downwind-Achse in Sonnenabständen zwischen 0.6 und 13 AE. Bei jedem Roll ergibt sich bei diesen Schnittpunkten im 584 A-Kanal ein Maximum, dessen Intensität mit steigendem Sonnenabstand abnimmt. Die Übereinstimmung des Modells mit den Heliumdaten ist gut: Das RMS-Fit-Ergebnis liegt bei 12.0%.

Die Temperaturbestimmung wurde wie bei RCM 1 durchgeführt und liefert einen Wert von 15 000 K (siehe Abb. 5.7). Die FWHM des Maximums, die einem Öffnungswinkel des Helium-Dichtekonus von 35° ergibt, deutet ebenfalls auf diesen Temperaturwert hin.

Abbildung 5.17 (oben) zeigt die 584 A-Modellisophotenkarte für RCM 7, berechnet mit den ermittelten Modellparametern. Deutlich zeigt die 584 A-Modellberechnung die Struktur des Helium-Dichtekonus, die als eine Verlängerung der Isophoten entlang der Ekliptik erscheint, weil die Projektion der Ekliptik bei dieser Beobachtungsgeometrie nahe der Projektion der Downwind-Achse liegt.

Wasserstoff (RCM 7)

Auch die Lyman-alpha-Daten der RCM 7-Beobachtung zeigen wegen des großen Winkelabstandes der Raumsonde von der Downwind-Achse eine starke Modulation der Intensitäten zwischen 80 R und 400 R (siehe Abb. 5.16 unten).

Die Lyman-alpha-Daten zeigen bei RCM 7 nicht in dem Maße systematische Abweichungen vom Modell wie bei den anderen RCM's. Die Positionen der Modell- und Datenmaxima bzw -minima stimmen überein, das RMS-Fit-Ergebnis beträgt 11.5%. Abbildung 5.17 (unten) zeigt die mit den Parametern des besten Fits berechneten Lyman-alpha-Isophoten für RCM 7.

5.9 Diskussion der Ergebnisse

Trotz der sehr unterschiedlichen Beobachtungsgeometrien während der Beobachtungsmanöver von Mariner 10 war es möglich, einen Satz von Modellparametern zu bestimmen, mit dem die Meßergebnisse aller vier RCM's konsistent erklärt werden können. Das hierzu verwendete analytische Modell des interstellaren Windes von Blum et al. (1975) stellt somit eine zutreffende Beschreibung der dreidimensionalen Dichteverteilung des Neutralgases interstellaren Ursprungs im Sonnensystem dar. Dies ist eine wichtige Bestätigung der Richtigkeit der zugrundeliegenden Theorie über die Wechselwirkung der Sonne mit dem umgebenden interstellaren Medium. Nur im Lyman-alpha-Kanal zeigt die Datenfeinstruktur statistisch signifikante Abweichungen von der Modellsimulation.

Unsere Analyse ergibt interstellare Neutralgasdichten von

$n_{He} = 0.008\ /cm^3$ für Helium und

$n_H = 0.04\ /cm^3$ für Wasserstoff.

Bisherige Bestimmungen der Neutralgasdichte wurden in Abschnitt 2 diskutiert: Die hier ermittelten Heliumdichten stimmen etwa mit den vorigen Resultaten überein, während unser Wert für die Wasserstoffdichten geringer ist, als die vorliegenden Resultate der meisten anderen Datenanalysen erwarten lassen.

Jeder Bestimmung der Neutralgasdichte durch interplanetare EUV-Streustrahlungsmessungen liegen die vorausgesetzten Werte der Intensitäten der solaren 584 A-und Lyman-alpha-Emissionslinien zugrunde. Die in unserer Analyse benutzten solaren Linienintensitäten basieren auf Beobachtungen durch OSO-5 (Vidal-Madjar, 1975) und Mariner 10 (Kumar und Broadfoot, 1975). Auf dieser Basis erhalten wir ein Dichteverhältnis n_H/n_{He} von 5. Da mit Mariner 10 zum ersten Mal gleichzeitig mit demselben Instrument beide Komponenten der interplanetaren Streustrahlung gemessen wurden, ist der hier bestimmte Wert für das n_H/n_{He} Verhältnis im Vergleich zu vorhergehenden Bestimmungen als gut gesichert anzusehen.

Der ermittelte Wert von $n_H/n_{He} = 5$ bestätigt eine Voraussage von Blum und Fahr (1976), daß das Verhältnis des neutralen inter-

stellaren Wasserstoffs zum Helium unter dem der kosmischen Abundanzen dieser Elemente von 10 zu 1 liegt. Aufgrund von interplanetaren EUV-Beobachtungen können wir nur die Dichten der neutralen Anteile des interstellaren Mediums bestimmen, weil die ionisierten Atome nicht in die Heliosphäre eindringen können. Das UV-Strahlungsfeld naher B-Sterne könnte zur teilweisen Ionisierung der Bestandteile des interstellaren Mediums führen. Da Helium eine höhere Ionisationsenergie (24.6 eV) als Wasserstoff (13.6 eV) besitzt, würde der Ionisationsgrad des Heliums geringer sein. Wenn das interstellare Medium eine Komposition hat, die den kosmischen Abundanzen entspricht, ergibt sich durch die Ionisierung des Wasserstoffs ein geringeres Dichteverhältnis des neutralen Wasserstoffs zum neutralen Helium in Übereinstimmung mit dem Resultat unserer Datenanalyse.

Zur Ionisierung des Wasserstoffs im interstellaren Raum kann auch eine hohe Temperatur des interstellaren Gases beitragen: Die thermische Ionisierung wirkt sich ebenfalls stärker auf Wasserstoff als auf Helium aus. Die Mariner 10-Analyse zeigt, daß das sonnennahe interstellare Medium "heiss" ist. Obwohl die Temperaturbestimmung allein auf der Interpretation der Heliumdaten beruht, kann der ermittelte hohe Temperaturwert als ein weiteres Indiz für einen hohen Ionisationsgrad des interstellaren Wasserstoffs betrachtet werden, weil die Temperatur beider Komponenten des interstellaren Gases die gleiche sein dürfte.

Der Ionisationsgrad des Gases kann mittels der Saha-Gleichung (siehe z.B. Allen, 1973) berechnet werden. Grzedzielski (1966) hat diese Berechnung verfeinert und für die zwei Grenzfälle, nämlich daß das interstellare Gas transparent oder opak im Lyman-Kontinuum ist, durchgeführt. In Abb. 5.18 wird der Ionisationsgrad in Abhängigkeit von der Temperatur des interstellaren Mediums dargestellt. Es ist ersichtlich, daß der Wasserstoff bei einer Temperatur von T_o = 10 000 K fast vollständig neutral bleibt: In diesem Fall müßte entsprechend der kosmische Abundanzen ein Verhältnis des neutralen Wasserstoffs zum neutralen Helium von 10 zu 1 vorliegen. Bei 20 000 K ist der Wasserstoff fast vollständig ionisiert, d.h. $n_H/n_{He} = 0$.

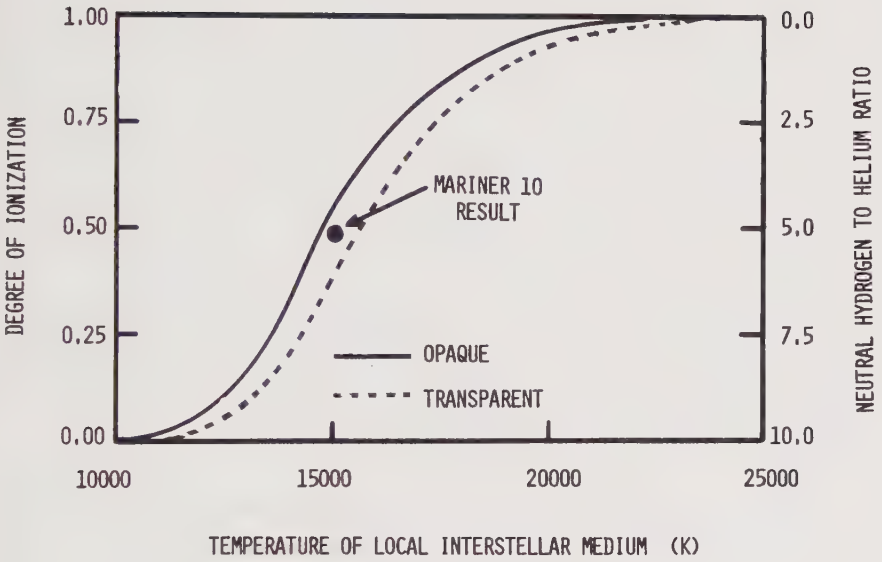


Abb. 5.18: Die Abhängigkeit des Ionisationsgrades des Wasserstoffs von der Temperatur des interstellaren Mediums. Die Skala rechts zeigt das Verhältnis des neutralen Wasserstoffs zum neutralen Helium n_H/n_{He}, das sich bei Verwendung eines kosmischen Abundanzverhältnisses von 10 zu 1 aus dem Ionisationsgrad des Wasserstoffs ergibt. Die beiden Kurven, die nur wenig voneinander abweichen, gelten für die beiden Grenzfälle, daß das interstellare Gas opak (durchgezogene Linie) bzw. transparent (unterbrochene Linie) im Lyman-Kontinuum ist (Grzedzielski, 1966). Die Position des Punkts gibt die Mariner 10-Ergebnisse für T_o und n_H/n_{He} an: Die Nähe zu den Kurven weist auf die gute Übereinstimmung des Resultats unserer Datenanalyse mit der theoretischen Berechnung hin.

Für 15 000 K zeigen die Berechnungen, daß etwa die Hälfte des interstellaren Wasserstoffs (40% bzw. 55% für den Fall, daß das interstellare Medium transparent bzw. opak im Lyman-Kontinuum ist) ionisiert ist. Dies darf als eine weitere Bestätigung des Resultats unserer Analyse der Mariner 10-Daten angesehen werden, daß die Temperatur des Interstellargases $T_o = 15\,000$ K und das Verhältnis $n_H/n_{He} = 5$ beträgt. In Abb. 5.18 ist unser Resultat als ein Punkt dargestellt, dessen Nähe zu den beiden Kurven die gute Übereinstimmung mit der theoretischen Berechnung ausdrückt.

Field et al. (1969) haben eine Theorie entwickelt, nach der im interstellaren Medium kühle, dichte Gaswolken im Druckgleichgewicht mit einem heissen, dünnen "intercloud medium" sind. Die geringe Dichte und hohe Temperatur des lokalen interstellaren Gases deuten darauf hin, daß sich das Sonnensystem gegenwärtig in dem "intercloud medium" befindet.

In Abschnitt 4 wurde gezeigt, daß die Interstellarwind-Geschwindigkeit sich gegensätzlich auf die interplanetaren Streustrahlungsverteilungen von Helium einerseits und Wasserstoff andererseits auswirkt. Der Wert von 22 km/sec der Copernicus-Messung (Adams und Frisch, 1977) kann durch unsere Analyse bestätigt werden, da er eine konsistente Interpretation der gleichzeitig gemessenen 584 A- und Lyman-alpha-Intensitätsverteilungen erlaubt.

Die Bewegungsrichtung des interstellaren Windes relativ zum Sonnensystem wurde durch unsere Analyse sehr verläßlich bestimmt: Die Upwind-Richtung hat die Koordinaten $\alpha = 252^o$, $\delta = -17^o$. Diese Koordinaten konnten konsistent die Daten beider Kanäle von allen vier RCM's optimal erklären, obwohl die Raumsonde zwischen RCM 1 und RCM 7 einen Längenbereich von fast 90^o durchflog und somit die Beobachtungsgeometrien sehr unterschiedlich waren. Insbesondere die gute Übereinstimmung des Modells mit den Daten bei den beiden Beobachtungen im Helium-Dichtekonus (RCM 3 und RCM 4) tragen zur Signifikanz der ermittelten Interstellarwind-Richtung bei.

Variieren wir die Koordinaten der Upwind-Richtung im Modell, so verschiebt sich die Phase und die Intensität des Maximums im Ver-

gleich zu den Beobachtungen. Abweichungen der Koordinaten in α oder δ um nur 5° von der Upwind-Richtung des optimalen Fits ergeben bereits signifikant schlechtere Fits. So können wir mit unserer Analyse ausschließen, daß der interstellare Wind seinen Ursprung in der von Thomas und Krassa (1974) mittels OGO 5-Messungen gefundenen Richtung $\alpha = 264^{\circ}$, $\delta = -22^{\circ}$ hat. Die Mariner 10-Daten zeigen, daß die Upwind-Richtung eine kleine, aber meßbare ekliptische Breite von 5° besitzt.

Diese Koinzidenz, daß die Upwind-Richtung so nahe bei der Ekliptik liegt, scheint keine grundlegende physikalisch Ursache zu haben: Sie ergibt sich aus den partikulären Bewegungsvektoren des Sonnensystems und des nahen interstellaren Mediums bezüglich des lokalen Ruhestandards. Im nächsten Abschnitt wird zwar gezeigt, daß die Verteilungsfunktion des interstellaren Gases im Sonnensystem auch von der ekliptischen Breite abhängt: Dies scheint allerdings nur für die Wasserstoffkomponente zu gelten und kann somit nicht zur Erklärung eines Zusammenhangs zwischen der Ekliptik und der beobachteten Upwind-Richtung herangezogen werden. Die Übereinstimmung muß als akzidentelles Phänomen angesehen werden.

Außerdem wird durch unsere Analyse bestätigt, daß das sonnennahe interstellare Medium bezüglich des lokalen Ruhestandards eine Eigenbewegung besitzt, die sich von der solaren Apexbewegung unterscheidet.

5.10 Diskussion der Symmetrie der Strahlungsverteilungen

Die Analyse der Interstellarwind-Parameter haben wir mit einem Modell durchgeführt, das auf isotropen, d.h. sphärisch symmetrischen solaren Strahlungsflüssen basiert. Das BPW-Modell des interstellaren Windes ist zylindersymmetrisch, denn zur Berechnung der Dichte werden nur die zwei Koordinaten r und θ verwendet. Die Wechselwirkung zwischen einer isotrop strahlenden Sonne und einem zylindersymmetrischen Interstellarwind muß aber zu Intensitätswerten führen, die symmetrisch sind bezüglich der Modellebene. (Die Modellebene wird aufgespannt durch den heliozentri-

schen Ortsvektor der Raumsonde und durch die Upwind-Richtung.) Die Heliumdaten von Mariner 10 entsprechen dieser Symmetrie, die Wasserstoffdaten dagegen nicht.

Neben der Gravitation der Sonne wirken auf die interplanetaren Neutralatome der ionisierende EUV-Fluß, der Sonnenwind und die solaren 584 A- bzw. Lyman-alpha-Emissionslinien. Für die Heliumkomponente des interplanetaren Gases sind EUV-Ionisierung und Sonnenwind nur sehr nahe der Sonne von Bedeutung und können mit den 584 A-Beobachtungen daher nicht untersucht werden, denn das UV-Spektrometer konnte bei den RCM's nicht genügend nahe zur Sonne hin ausgerichtet werden.

Hinteregger (1976) hat die Variation der solaren 584 A-Strahlungsemission für einen Zeitraum im April 1974 beschrieben, während dessen der 10.7 cm-Strahlungsfluß der Sonne sich ähnlich verhielt wie während des Zeitraumes von November 1973 bis Januar 1974, als die Mariner 10-Messungen stattfanden. In diesem Zeitraum schwankte der 10.7 cm-Fluß wie im April 1974 zwischen 70 und $100 \cdot 10^{-22}$ $W \cdot m^{-2} \cdot Hz^{-1}$: Die entsprechende Variation der solaren 584 A-Emission betrug dabei weniger als 10%. Diese Tatsache deutet ebenso wie die Symmetrie der mit Mariner 10 beobachteten 584 A-Intensitäten darauf hin, daß die auf Heliumatome wirksamen solaren Strahlungen nahezu sphärisch symmetrisch sind.

Die beobachteten Lyman-alpha-Intensitäten dagegen zeigen deutliche Abweichungen von der erwarteten Symmetrie bezüglich der Modellebene. Die Abweichungen, die sich bei jedem Roll wiederholen, treten am stärksten in RCM 1 und RCM 4 auf und weniger deutlich in RCM 3 und RCM 7. Bei RCM 3 liegt eine spezielle Beobachtungsgeometrie vor, welche die Asymmetrie maskieren könnte, und in RCM 7 wurden keine Rolls bei gleichem Scan-Winkel wiederholt.

Als mögliche Ursache der Asymmetrien kommt zunächst eine galaktische Hintergrundstrahlung in Betracht. Tatsächlich haben wir nachweisen können, daß bei RCM 4 eine mit dem galaktischen Äquator korrelierte Hintergrundstrahlung von etwa 20 R Intensität zu dieser Asymmetrie beiträgt. Diese Kontamination der Lyman-alpha-

Beobachtungen tritt allerdings nur wegen der großen Bandbreite des UV-Spektrometers (20 A) auf.

Der galaktische Hintergrund ist jedoch keine ausreichende Erklärung für die gefundenen Abweichungen. Die RMS-Fit-Ergebnisse der Wasserstoffdaten liegen bei 10 - 15%, aber wenn einzelne Abschnitte der Roll-Daten in RCM 1 und RCM 4 untersucht werden, ergeben sich Abweichungen zwischen 20% und 25%. Diese Diskrepanzen überschreiten stark die statistische Genauigkeit von 5%. Daher müssen wichtige Phänomene im Sonnensystem vorhanden sein, die im verwendeten Modell bisher nicht berücksichtigt wurden. Dies soll im nächsten Abschnitt untersucht werden.

6. ANALYSE DER MARINER 10-MESSUNGEN IN HINBLICK AUF ANISOTROPIEN DER SOLAREN STRAHLUNGEN

Die Mariner 10-Daten werden in diesem Abschnitt zur Bestimmung von solaren Anisotropien herangezogen. Mit den sehr genauen Messungen der Raumsonde Mariner 10 ist es zum ersten Mal möglich, aus der interplanetaren Strahlungsverteilung auf Eigenschaften der Sonne zu schließen. Bei früheren Untersuchungen (siehe Abschnitt 2) wurden interplanetare Beobachtungen nur hinsichtlich der interstellaren Gasparameter analysiert.

Im folgenden wird nun der interstellare Wind, dessen Eigenschaften im vorigen Abschnitt bestimmt wurden, als Instrument zur Analyse derjenigen solaren Strahlungen verwendet, mit denen er in Wechselwirkung tritt. Dazu wird zunächst das Modell, das die Wechselwirkung des interstellaren Neutralgases mit den solaren Strahlungen beschreibt, so erweitert, daß mögliche solare Anisotropien berücksichtigt werden. Unter solaren Strahlungen sind hierbei nicht nur die elektromagnetischen Strahlungen der Sonne zu verstehen, sondern auch die solare Korpuskularstrahlung, d.h. der Sonnenwind.

Die Isotropie dieser solaren Strahlungen wurde in Abschnitt 5 bei der Datenanalyse vorausgesetzt. Es konnte ein Satz von Interstellarwind-Parametern ermittelt werden, der konsistent ist bezüglich der verschiedenen Beobachtungsgeometrien der vier RCM's. Das sphärisch symmetrische Modell konnte die 584 A-Messungen innerhalb der statistischen Genauigkeit wiedergeben sowie die Grobstruktur der Lyman-alpha-Daten erklären. Die gute statistische Genauigkeit ($\sim$5%) der Lyman-alpha-Daten von Mariner 10 lassen eine weitergehende Analyse zu, denn es treten systematische Diskrepanzen zwischen dem sphärisch symmetrischen Modell und den Lyman-alpha-Messungen auf, die nicht durch die statistischen Schwankungen im Datenmaterial zu erklären sind.

Es zeigt sich, daß diese Diskrepanzen entfallen, wenn wir von einer Breitenvariation des Sonnenwindes ausgehen. Ein solches Modell erklärt auch, warum bei den gleichzeitig gemessenen 584 A-Daten von Mariner 10 keine Asymmetrien wie bei den Lyman-alpha-

Daten auftreten, da der Ladungsaustauschquerschnitt von Sonnenwindprotonen mit Heliumatomen wesentlich kleiner ist als mit Wasserstoffatomen (Fite et al., 1962).

6.1 Breitenabhängige Anisotropien

Die Dichteverteilung des neutralen Wasserstoffs im interplanetaren Raum wird beeinflußt durch den ionisierenden solaren EUV-Fluß und durch Ladungsaustauschreaktionen zwischen Sonnenwindprotonen und den Wasserstoffatomen interstellaren Ursprungs. Diese Effekte, die beide zeitliche und heliographische Variationen aufweisen, bestimmen zusammen die Ionisationslebensdauer des neutralen Wasserstoffs. Die longitudinalen Komponenten dieser Anisotropien wirken sich wegen der relativ kurzen Rotationsdauer der Sonne im Vergleich mit der Laufzeit der Neutralteilchen im Sonnensystem nicht auf die Dichteverteilung des neutralen Wasserstoffs aus. Im Gegensatz dazu können die Breitenabhängigkeiten des EUV-Flusses und des Sonnenwindes zu einer latitudinalen Variation der Ionisationslebensdauer und damit zu einer Breitenabhängigkeit der Dichteverteilung des neutralen Wasserstoffs führen. Die Breitenabhängigkeit der Ionisationslebensdauer (d.h. der reziproken Ionisationsrate) beschreiben wir durch

$$\frac{1}{\tau_E(\beta)} = \frac{1}{\tau_{SW}(\beta)} + \frac{1}{\tau_R(\beta)} \qquad (6.1)$$

wobei

τ_E = Gesamtlebensdauer eines Wasserstoffatoms bei 1 AE

τ_{SW} = Ladungsaustausch-Lebensdauer bei 1 AE

τ_R = Photoionisations-Lebensdauer bei 1 AE

β = heliographische Breite des Raumpunktes

6.2 Modell der Breitenvariation des Sonnenwindes

In Abbildung 6.1 ist schematisch der Ladungsaustausch zwischen Sonnenwindprotonen und Interstellarwind-Wasserstoffatomen darge-

stellt. Der Sonnenwindfluß ist außerhalb eines Abstands von einigen Sonnendurchmessern radial nach außen gerichtet. Im Falle der Breitenabhängigkeit der Sonnenwindeigenschaften ergeben sich zwei mögliche Extremfälle für den Ladungsaustauschprozeß: (1) Für Wasserstoffatome, die das Sonnensystem auf Bahnen in der Ekliptik durchfliegen, hängt die Ladungsaustauschrate nur vom Sonnenabstand des jeweiligen Raumpunktes auf der Bahn ab, (2) für Wasserstoffatome, die das Sonnensystem auf Bahnen senkrecht zur Ekliptik durchfliegen, hängt die Ladungsaustauschrate zusätzlich von der heliographischen Breite des jeweiligen Raumpunktes auf

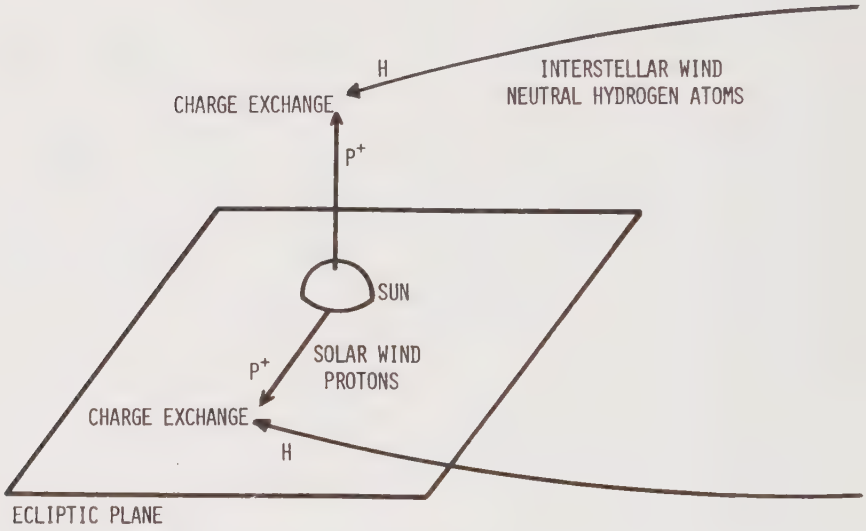


Abb. 6.1: Die Wechselwirkung zwischen dem breitenabhängigen Sonnenwind und dem interplanetaren neutralen Wasserstoff. Der Sonnenwind-Protonenfluß ist radial nach außen gerichtet. Bei einer Breitenabhängigkeit des Sonnenwindes ergibt sich für die Wasserstoffatome, die in der Ekliptik das Sonnensystem durchfliegen, eine andere Ladungsaustausch-Wahrscheinlichkeit als für Wasserstoffatome, deren Bahnen z.B. senkrecht zur Ekliptik verlaufen.

der Bahn ab (siehe Abb. 6.1).

Die Ladungsaustausch-Lebensdauer bei 1 AE ergibt sich aus

$$\frac{1}{\tau_{SW}(\beta)} = F_p(\beta) \cdot \sigma(V_{SW}(\beta)) \qquad (6.2)$$

mit

$$F_p(\beta) = n_p(\beta) \cdot V_{SW}(\beta) \qquad (6.3)$$

wobei

$F_p(\beta)$ = zeitlicher Mittelwert des Sonnenwind-Protonenflusses bei 1 AE als Funktion der heliographischen Breite

$n_p(\beta)$ = entsprechender Mittelwert der Sonnenwind-Protonendichte

$V_{SW}(\beta)$ = entsprechender Mittelwert der Sonnenwindgeschwindigkeit

$\sigma(V)$ = Ladungsaustauschquerschnitt als Funktion der Sonnenwindgeschwindigkeit

Die Breitenabhängigkeiten der verschiedenen Sonnenwindeigenschaften beeinflussen alle die Lebensdauer des neutralen Wasserstoffs. Deshalb besitzt diese Lebensdauer ebenfalls eine Abhängigkeit von der heliographischen Breite: Die Lebensdauer ist der einzige die Breitenabhängigkeit beinhaltende Parameter, den wir durch die Methode der Streustrahlungsanalyse bestimmen können. Daher werden in unserem Modell die Sonnenwind-Anisotropien durch einen einzigen Parameter A beschrieben, welcher der Ladungsaustausch-Lebensdauer zugeordnet ist. Wir definieren diesen Anisotropie-Parameter A wie folgt:

$$\frac{1}{\tau_{SW}(\beta)} = \frac{1}{\tau_o} (1 - A \sin^2 \beta) \qquad (6.4)$$

wobei τ_o die äquatoriale Ladungsaustausch-Lebensdauer bei 1 AE darstellt. Wir haben somit angenommen, daß der Sonnenwind im zeitlichen Mittel symmetrisch bezüglich des Sonnenäquators ist.

Mit den obigen Definitionen der Breitenabhängigkeit kann die Extinktion des neutralen Wasserstoffs berechnet werden. Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß Gleichung (6.4) nicht einfach in das BPW-Modell übernommen werden kann, denn das BPW-Modell wurde für den sphärisch symmetrischen Fall abgeleitet. Sonst würde der Wert des Anisotropie-Parameters A unterschätzt werden, weil die heliographische Breite eines Interstellarwind-Teilchens entlang seiner Bahn variiert. Wir haben einen analytischen Ausdruck für die integrierte Extinktion der Atome, die an einem vorgegebenen Raumpunkt eintreffen, abgeleitet. Diese Ableitung wird in Anhang B ausgeführt.

6.3 Anisotropien des solaren EUV-Strahlungsflusses

Im Prinzip können auch latitudinale Anisotropien des photoionisierenden EUV-Flusses zu einer Breitenabhängigkeit der Neutralgasdichte führen. Weil jedoch die Photoionisationsrate klein ist im Vergleich zur Ladungsaustauschrate, können die EUV-Anisotropien nur einen geringen Beitrag zu der beobachteten Breitenabhängigkeit der Neutralgasdichte liefern. Weiterhin und im Gegensatz zum Sonnenwind, der radial nach außen fließt, hat die an einem Raumpunkt wirksame EUV-Strahlung ihren Ursprung überall auf der dem Raumpunkt zugewandten solaren Hemisphäre: Deshalb stellt die EUV-Strahlung an einem Raumpunkt einen Mittelwert der solaren Emission dar. Aus diesen Gründen wird für die Photoionisationsrate $1/\tau_R$ angenommen, daß sie breitenunabhängig ist. In unserem Modell wird ein Wert von $1/\tau_R = 0.64 \cdot 10^{-7}$ sec^{-1} (Banks und Kockarts, 1973) für die numerischen Berechnungen verwendet.

Mit den EUV-Anisotropien sind auch die latitudinalen Anisotropien der solaren Lyman-alpha-Emission korreliert. Diese haben zweierlei Auswirkungen auf die Streustrahlungsverteilung: Einerseits sind die rückgestreuten Intensitäten proportional zur solaren Lyman-alpha-Strahlungsintensität. Andererseits bedeutet ein veränderter Lyman-alpha-Fluß, daß sich auch das Verhältnis μ des Strahlungsdrucks zur solaren Gravitation verändert. Weil diese zwei Effekte beide klein und zudem in ihrer Wirkung ein-

ander entgegengesetzt sind, werden sie in unserem Modell nicht berücksichtigt.

6.4 Longitudinale Anisotropien: die solare 27-Tage-Variation

Alle längenabhängigen Effekte, welche die interplanetare Lyman-alpha-Streustrahlungsverteilung beeinflussen, müssen wegen der Rotationsperiode der Sonne von 27 Tagen kurzzeitige Effekte sein. Die Atome interstellaren Ursprungs benötigen zum Durchlaufen des Sonnensystems recht lange Zeiten (etwa drei Monate pro AE). Deshalb werden die in das Sonnensystem einfließenden Wasserstoffatome von mehreren 27-Tage-Zyklen beeinflußt. Fahr und Blum (1970) haben gezeigt, daß deshalb die zeitliche Variation des EUV-Flusses fast keinen entsprechenden Effekt in den Wasserstoffdichten bewirkt: Die Dichten unterscheiden sich nur geringfügig von den Werten, die dem über mehrere Rotationen gemittelten EUV-Fluß entsprechen. Diese ausgleichende Wirkung der Sonnenrotation gilt für solche 27-Tage-Variationen, welche die Dichte des interplanetaren Neutralgases beeinflussen, also auch für die zeitliche Variation des Sonnenwind-Protonenflusses (Holzer, 1978).

Im Gegensatz dazu führen Anisotropien und zeitliche Variationen des solaren Lyman-alpha-Flusses zu einer sofortigen Veränderung der interplanetaren Streustrahlungsverteilung. Thomas und Anderson (1976) haben an Hand der OGO 6-Messungen einen empirischen Zusammenhang zwischen dem solaren Lyman-alpha-Fluß in der Linienmitte F_o und der Sonnenfleckenzahl R_z gefunden

$$F_o = 2.25 + 0.0078 \cdot R_z \left[\frac{10^{11} \text{ Photonen}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{A}} \right] \qquad (6.5)$$

Die Analyse der OSO 5- und OGO 5-Daten (Vidal-Madjar, 1975) ergab ein mit (6.5) sehr gut übereinstimmendes Ergebnis. Wir können Gleichung (6.5) dazu verwenden, um die solare Lyman-alpha-Emission für den Zeitraum der Mariner 10-Messungen zu berechnen, als keine direkten solaren Lyman-alpha-Beobachtungen durchgeführt wurden.

Abbildung 6.2 zeigt die zeitliche Variation der Züricher Sonnen-

fleckenzahl und des solaren 10.7 cm-Strahlungsflusses für den Zeitraum der Mariner 10-Beobachtungen. Die Skala der Linienmittenintensitäten der solaren Lyman-alpha-Strahlung ergibt sich aus Gl. (6.5) (Thomas und Anderson, 1976): Sie zeigt, daß die Lyman-alpha-Intensität in der Linienmitte während einer Sonnenrotation Variationen von etwa 20% aufwies. Während des Fluges zur Venus stimmte die heliozentrische Länge der Raumsonde und der Erde fast genau überein, so daß die Variation des solaren Lyman-alpha-Strahlungsflusses von den Positionen der Raumsonde und der Erde aus fast identisch war.

Die von der Erde beobachtete zeitliche Variation der Sonnenflekkenzahl können wir umrechnen in eine longitudinale Konfiguration,

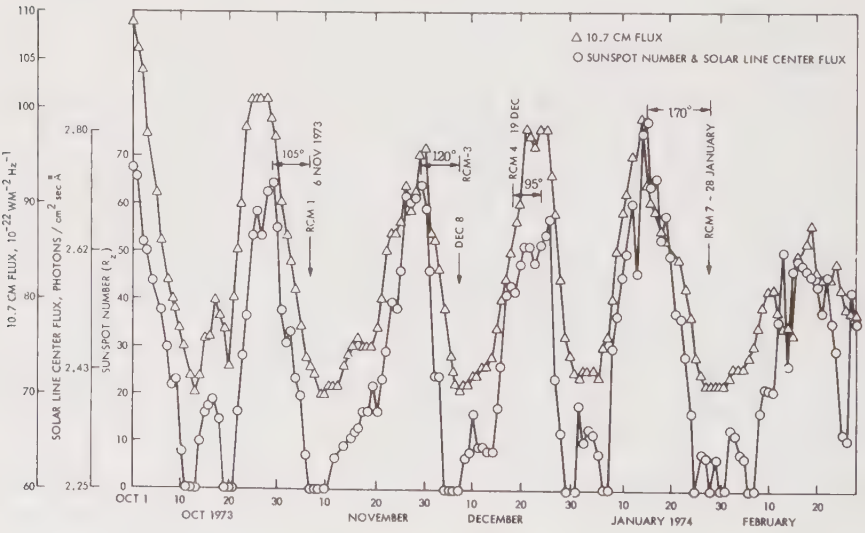


Abb. 6.2: Die Sonnenfleckenzahl Z_N, der solare Lyman-alpha-Strahlungsfluß und der solare 10.7 cm-Strahlungsfluß als Funktion des Kalendertages. Die Tage, an denen die Mariner 10-Beobachtungen stattfanden, und der heliozentrische Winkel zwischen der jeweiligen Raumsondenposition und dem Maximum des Sonnenfleckenzyklus sind angegeben.

deren Orientierung bezüglich der Raumsonde vom Kalenderdatum abhängt. Dazu nehmen wir an, daß die Sonnenflecken ihre Positionen auf der Sonnenoberfläche fest beibehalten und somit starr mitrotieren und daß die mit den Sonnenflecken zusammenhängende Lyman-alpha-Strahlungsintensität während einer Rotation sich langsam und kontinuierlich verändert.

Abbildung 6.3 zeigt die Sonnenfleckenzahl in heliozentrischen

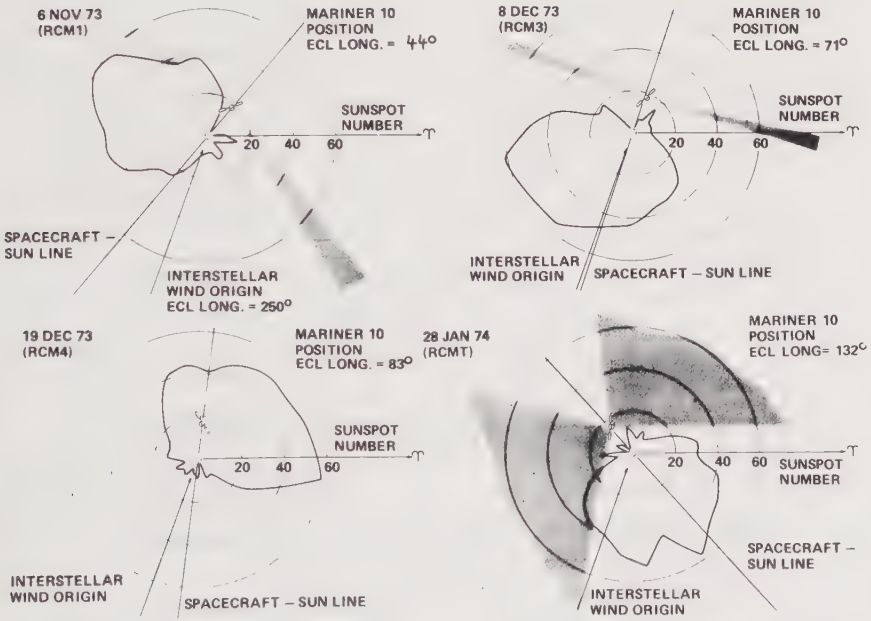


Abb. 6.3: Die Beobachtungsgeometrie in Bezug auf die longitudinale Variation der solaren Lyman-alpha-Strahlung. Die Sonnenfleckenzahl wird hier als Funktion der ekliptischen Länge dargestellt und wird zur Berechnung der solaren Lyman-alpha-Intensität verwendet. Daher hängt die Intensität der Streustrahlung von der Länge des streuenden Volumenelements ab. Die schattierten Bereiche deuten die Richtungen an, in die beobachtet wurde.

Polarkoordinaten, dargestellt als Funktion der ekliptischen Länge für die vier verschiedenen Tage, an denen die Mariner 10-Beobachtungen stattfanden. Es ist ersichtlich, daß die Konfiguration und somit die entsprechende Lyman-alpha-Emission asymmetrisch war und bei den vier RCM's jeweils eine unterschiedliche Orientierung bezüglich der Raumsonde besaß.

Bei der Berechnung der Streustrahlungsintensitäten kann nun die solare Lyman-alpha-Anisotropie wie folgt berücksichtigt werden: Aus der heliographischen Länge eines Volumenelements entlang einer Sichtlinie bestimmen wir die zugehörige Sonnenfleckenzahl und daraus die solare Lyman-alpha-Intensität. Da die Streustrahlungsintensität, die von dem Volumenelement ausgeht, proportional zur solaren Lyman-alpha-Intensität ist, ergibt sich für Sichtlinien, die einen Längenbereich hoher Sonnenfleckenzahl überstreichen, ein höherer Wert der Streustrahlungsintensität. Die Sonnenfleckenzahl gilt für die gesamte Sonnenhemisphäre, die von der Erde aus sichtbar ist. Bei Volumenelementen, die in der Ekliptik liegen, wird deshalb die der heliographischen Länge zugeordnete Sonnenfleckenzahl zur Berechnung der Lyman-alpha-Emission verwendet.

Dagegen müssen bei Sichtlinien, die oberhalb der solaren Pole verlaufen, Mittelwerte für die Sonnenfleckenzahl benutzt werden, da ein Volumenelement über den Polen von der Lyman-alpha-Emission des gesamten Sonnenfleckengürtels auf der betreffenden solaren Hemisphäre bestrahlt wird. Für dazwischenliegende Breiten verwenden wir eine entsprechende Kombination der asymmetrischen ekliptikalen und gemittelten polaren Sonnenfleckenzahl zur Berechnung der solaren Lyman-alpha-Intensität. Zur Überprüfung wurde der solare 10.7 cm-Strahlungsfluß an Stelle der Sonnenfleckenzahl zur Berechnung der solaren Lyman-alpha-Intensitäten verwendet. Dies analoge Verfahren liefert Modellintensitäten der Streustrahlung, die sich nur insignifikant von den mit der Sonnenfleckenzahl berechneten Werten unterscheiden.

Die bei Berücksichtigung der longitudinalen Lyman-alpha-Anisotropie berechneten Himmelskarten zeigen im Vergleich zum symmetrischen Modell veränderte Isophoten der Streustrahlungsintensi-

täten (Blum und Fahr, 1972). Die Positionen des Maximums und des Minimums sind gegenüber symmetrischen Modellberechnungen verschoben. Diese Verschiebungen sind abhängig vom Kalenderdatum, d.h. von der Orientierung der Sonnenfleckenverteilung bezüglich der Raumsonde (siehe Abb. 6.3). Die Berücksichtigung der longitudinalen Anisotropie allein reicht jedoch nicht aus, um die asymmetrischen Strukturen in den Mariner-10 Daten zu erklären.

Der entscheidende Effekt, der zu den Abweichungen der Daten vom symmetrischen Modell führt, muß daher die Breitenvariation des Sonnenwindes sein: Nur dieser Effekt erklärt die beobachteten Verschiebungen der Intensitätsmaxima. Allerdings können wir durch die zusätzliche Einbeziehung der longitudinalen Anisotropie eine weitere Verbesserung der RMS-Fit-Ergebnisse erreichen. Daraus schließen wir, daß die Präzision der Mariner 10-Beobachtungen ausreicht, um den Effekt einer anisotropen Bestrahlung des neutralen interplanetaren Wasserstoffs durch die asymmetrische Verteilung der aktiven Gebiete auf der Sonne zu bestätigen. Deshalb ist es wichtig, daß bei der Interpretation der Lyman-alpha-Streustrahlungsverteilung die longitudinale Anisotropie im Modell des interstellaren Windes berücksichtigt wird.

6.5 Bestimmung der Sonnenwind-Anisotropie

Die Sonnenwind-Anisotropie und die solare 27-Tage-Variation wurden in das Interstellarwind-Modell mit einbezogen. Auf der Grundlage der in Abschnitt 5 bestimmten Parameter wurde nun das Modell den Wasserstoffdaten angepaßt. Für jedes RCM wurde der Wert des Anisotropie-Parameters bestimmt, mit dem sich das beste RMS-Fit-Ergebnis erzielen ließ. Im folgenden werden für jedes RCM der beste Fit und zusätzlich die Modellergebnisse für $A = 0.0$ und $A = 0.5$ gezeigt. Weiterhin wird die auf der Grundlage des besten Fits berechnete Lyman-alpha-Isophotenkarte des jeweiligen RCM's dargestellt.

RCM 1

Abbildung 6.4 zeigt den Vergleich der gemessenen und berechneten

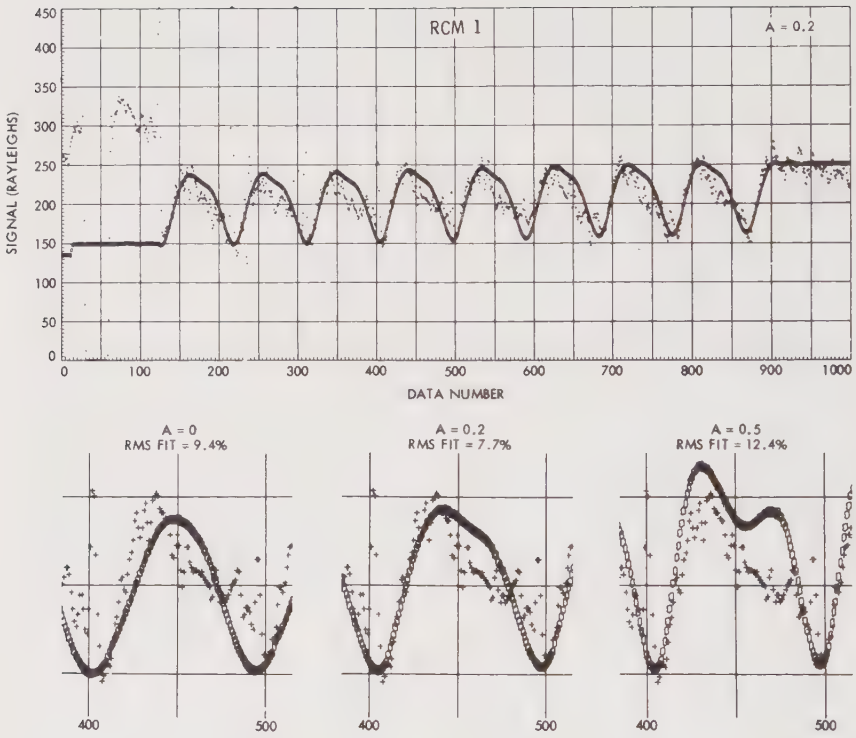


Abb. 6.4: Die bei RCM 1 gemessenen interplanetaren Intensitäten im Vergleich zu anisotropen Modellen, aufgetragen gegen die Datennummer. Die Sonnenwind-Anisotropie und die 27-Tage-Variation sind im Modell mit einbezogen. Der beste Fit mit A = 0.2 wird mit den gesamten RCM 1-Daten gezeigt. Diese und die folgenden Abbildungen sollten verglichen werden mit den entsprechenden Abbildungen in Abschnitt 5, die mit dem sphärisch symmetrischen Modell berechnet wurden. Die Daten eines einzelnen Rolls werden im Vergleich zu drei Modellberechnungen mit A = 0, A = 0.2 und A = 0.5 dargestellt.

Lyman-alpha-Intensitäten, aufgetragen gegen die Datennummer. Der beste Fit ergibt sich für A = 0.2 mit einem RMS-Fit-Ergebnis von 7.7% . Gegenüber dem sphärisch symmetrischen Modell wird bei dem breitenabhängigen Modell das Maximum im Roll phasenverschoben, so daß das berechnete Maximum mit dem Datenmaximum übereinstimmt. Die Position des Minimums verändert sich nicht gegenüber dem sphärisch symmetrischen Fall. Mit einem hohen Anisotropiewert von A = 0.5 ergibt das Modell für einen Roll zwei getrennte Maxima: Das höhere Maximum entspricht der Sichtlinie, die dem solaren Nordpol am nächsten kommt.

Die Isophotenkarte für RCM 1, berechnet mit A = 0.2, wird in Abbildung 6.5 dargestellt. Die Isophoten sind zu den beiden ekliptischen Polen hin verlängert. Die Variation der Intensität in Abb. 6.4 ergibt sich aus den Intensitäten auf dem Beobachtungskreis, der in Abb. 6.5 durch Kreuze angedeutet ist.

In Abb. 6.6 sind die RCM 1-Isophoten für Anisotropiewerte von A = 0.5 und A = 0.75 dargestellt. Diese Werte sind zwar höher als der Wert des besten Fits, sie zeigen aber deutlicher

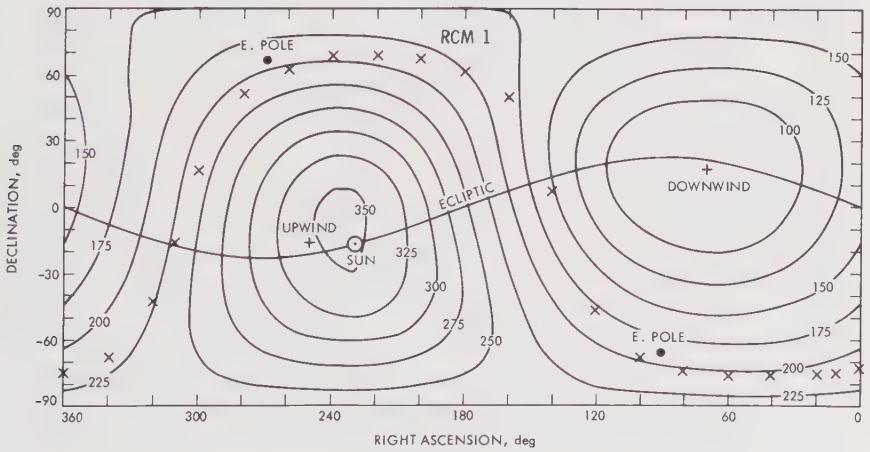


Abb. 6.5: Modellisophotenkarte für RCM 1 mit A = 0.2. Der Beobachtungskreis des UV-Spektrometers auf der Himmelskugel wird durch Kreuze angedeutet.

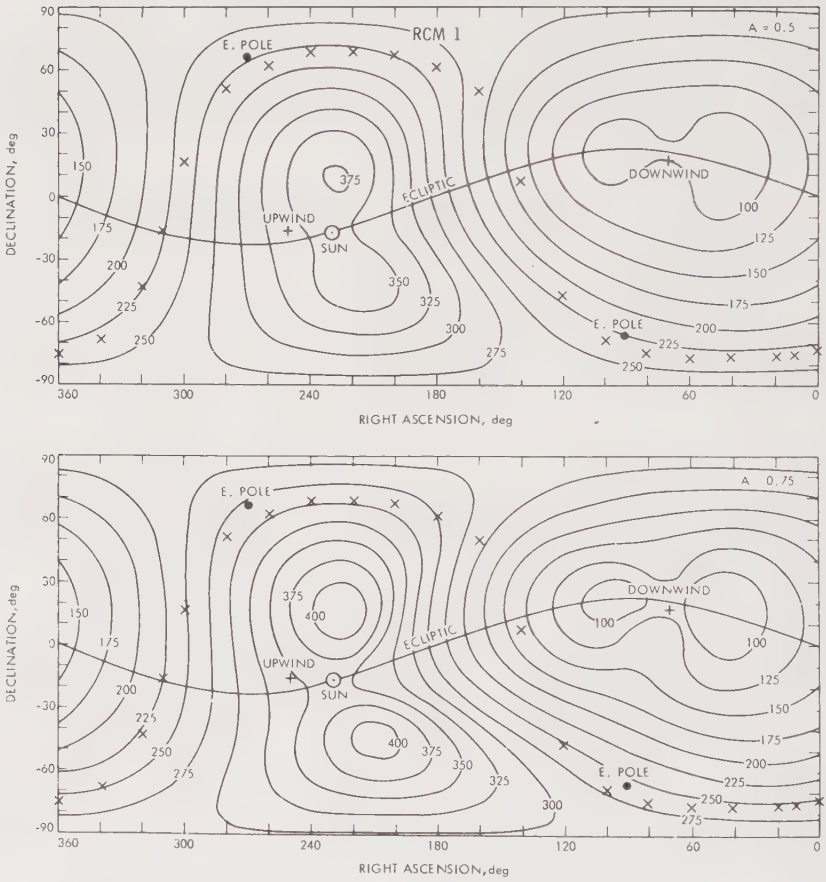


Abb. 6.6: Modellisophotenkarten für RCM 1 mit hohen Anisotropiewerten A = 0.5 und A = 0.75. Diese Isophotenkarten werden gezeigt, um den Effekt, den hohe Sonnenwind-Anisotropien auf die Lyman-alpha-Verteilung hätten, darzustellen. Bei A = 0.75 (unten) tritt zusätzlich zum primären Maximum im Norden ein sekundäres im Süde auf.

die Auswirkung der Sonnenwind-Anisotropie auf die Streustrahlungsverteilung. Bei A = 0.5 wird die Nord-Süd-Verlängerung der Isophoten noch ausgeprägter, und bei A = 0.75 ergeben sich zwischen den ekliptischen Polen und der Sonne zwei separate Maxima, die der Region erhöhter Neutralgasdichte oberhalb des solaren Nord- bzw. Südpols entsprechen. Weil der interstellare Wind seinen Ursprung bei einer nördlichen ekliptischen Breite von 5° hat, ergibt sich für das Maximum oberhalb des solaren Nordpols ein etwas höherer Intensitätswert als für das südliche Maximum.

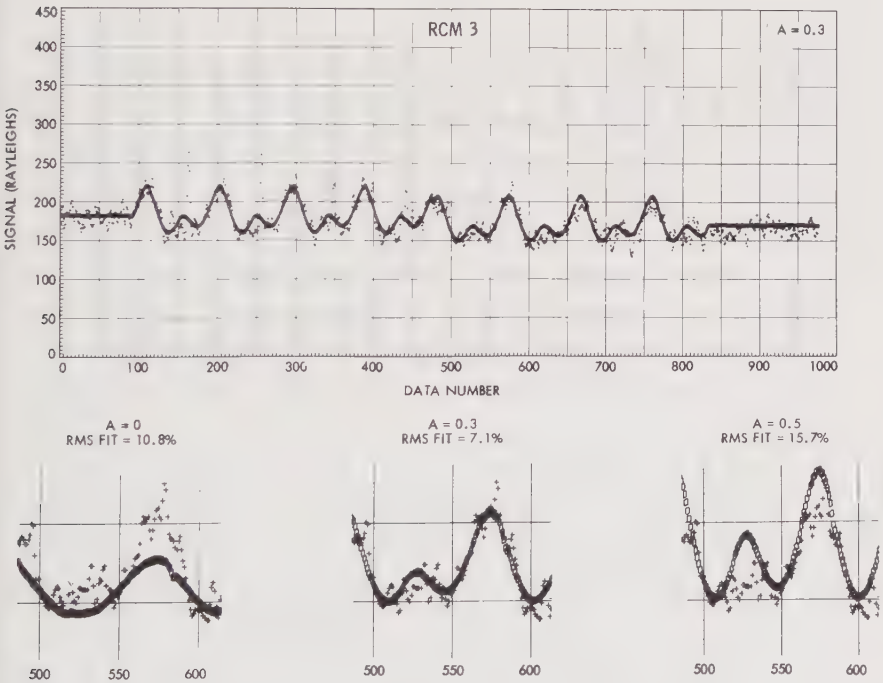


Abb. 6.7: Die bei RCM 3 gemessenen interplanetaren Lyman-alpha-Intensitäten im Vergleich zu anisotropen Modellen, aufgetragen gegen die Datennummer. Der beste Fit für A = 0.3 wird mit den gesamten RCM 3-Daten gezeigt.

Die Raumsonde hatte bei RCM 1 einen Sonnenabstand von fast 1 AE. Daher erscheinen die Maxima nicht an den ekliptischen Polen, sondern bei einer ekliptischen Breite von etwa 30°. Aus diesen Gründen zeigt die Modellsimulation eines Rolls bei A = 0.5 in Abb. 6.4 ein primäres Maximum im Norden und ein sekundäres Maximum im Süden. Eine weitere Eigenschaft der Isophotenkarten in Abb. 6.6 ist die Aufspaltung des Downwind-Minimums in zwei getrennte Minima.

RCM 3

Abbildung 6.7 zeigt die Lyman-alpha-Daten der RCM 3-Beobachtung im Vergleich zum besten Modellfit, der ein RMS-Fit-Ergebnis von 7.1% und einen Anisotropie-Parameter von A = 0.3 ergibt. Die Raumsonde befand sich bei RCM 3 nahe der Downwind-Achse, welche im sphärisch symmetrischen Modell die Symmetrieachse darstellt. Deshalb sind die Asymmetrien, die der anisotrope Sonnenwind hervorruft, deutlich ersichtlich: Das Modell ergibt ein primäres Maximum für die nördlichste Sichtlinie und ein viel schwächeres sekundäres Maximum für die südlichste Sichtlinie, das genau ei-

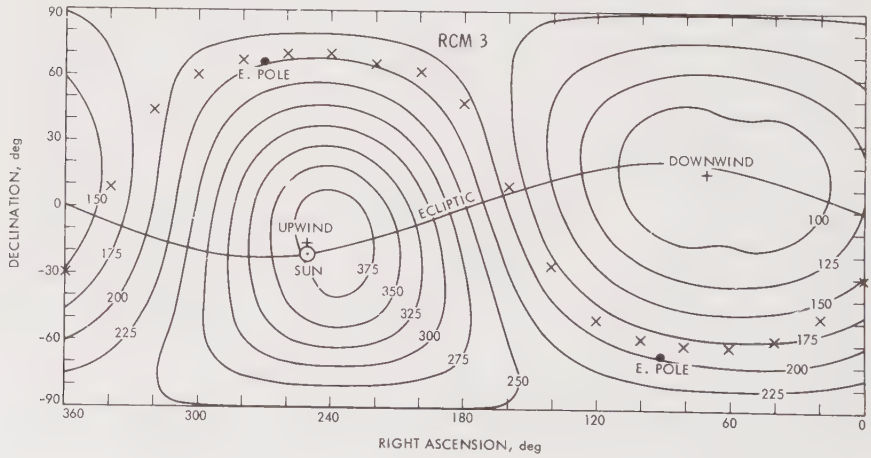


Abb. 6.8: Modellisophotenkarte für RCM 3 mit A = 0.3 . Der Beobachtungskreis des UV-Spektrometers wird durch Kreuze angedeutet.

nen halben Roll später als das primäre Maximum auftritt. Wegen der Inklination der Upwind-Achse gegenüber der Ekliptik ist das sekundäre Maximum kleiner als das primäre Maximum im Norden. Aufgrund der statistischen Ungenauigkeit der Daten von 5% ist das sekundäre Maximum in den Beobachtungsdaten nur schwach auszumachen.

Abbildung 6.8 zeigt die Lyman-alpha-Isophoten für die RCM 3-Beobachtung, die mit $A = 0.3$ berechnet wurden. Wieder ergibt sich eine Nord-Süd-Verlängerung der Isophoten des Maximums und eine Ost-West-Verlängerung der Isophoten des Minimums.

RCM 4

Der Vergleich der berechneten und gemessenen Lyman-alpha-Intensitäten der RCM 4-Beobachtungen wird in Abbildung 6.9 gezeigt. Der beste Fit ergibt sich für $A = 0.3$ und hat ein RMS-Fit-Ergebnis von 5.2%. Sowohl die Daten wie auch das Modell zeigen bei jedem Roll zwei Maxima. Die Einbeziehung des 27-Tage-Effekts allein (siehe die Modellberechnung für $A = 0.0$ in Abb. 6.9) führt zur Übereinstimmung der Positionen des gemessenen und des berechneten Maximums und ergibt somit eine Verbesserung des RMS-Fit-Ergebnisses gegenüber der sphärisch symmetrischen Berechnung, das aber nicht als befriedigend angesehen werden kann.

Das bei $A = 0.3$ vom Modell vorhergesagte sekundäre Maximum hat seinen Ursprung in der interplanetaren Region oberhalb des solaren Südpols. Aufgrund der besonderen Beobachtungsgeometrie bei RCM 4 tritt das sekundäre Maximum an den gleichen Himmelskoordinaten auf wie die helle südliche Milchstraße (siehe Abschnitt 5.6). Es bleibt jedoch auch nach der Subtraktion des galaktischen Hintergrundes ein deutliches sekundäres Maximum in den Daten übrig. Dies kann nur mit der Einbeziehung der Breitenabhängigkeit des Sonnenwindes in das Modell erklärt werden. Zum Erreichen einer befriedigenden Anpassung des Modells an die Daten ist die Sonnenwind-Anisotropie von wesentlich größerer Bedeutung als die 27-Tage-Variation.

Für RCM 4 wird in Abb. 6.10 die Isophotenkarte, berechnet mit

A = 0.3, dargestellt. Wie bei RCM 1 und RCM 3 ist das primäre Maximum nach Norden verschoben, und die Isophoten in der Umgebu des Maximums sind in Nord-Süd-Richtung verlängert. Die Ursache dafür, daß bei RCM 4 die breitenabhängige Anisotropie so viel deutlicher in den Beobachtungsdaten auftritt als bei den anderen RCM's, liegt darin, daß der Beobachtungskreis mit einem Scan-Winkel von 55^{o} wesentlich näher zur Sonne gerichtet war. Dagegen war bei RCM 1 und RCM 3 das UV-Spektrometer radial nac außen gerichtet.

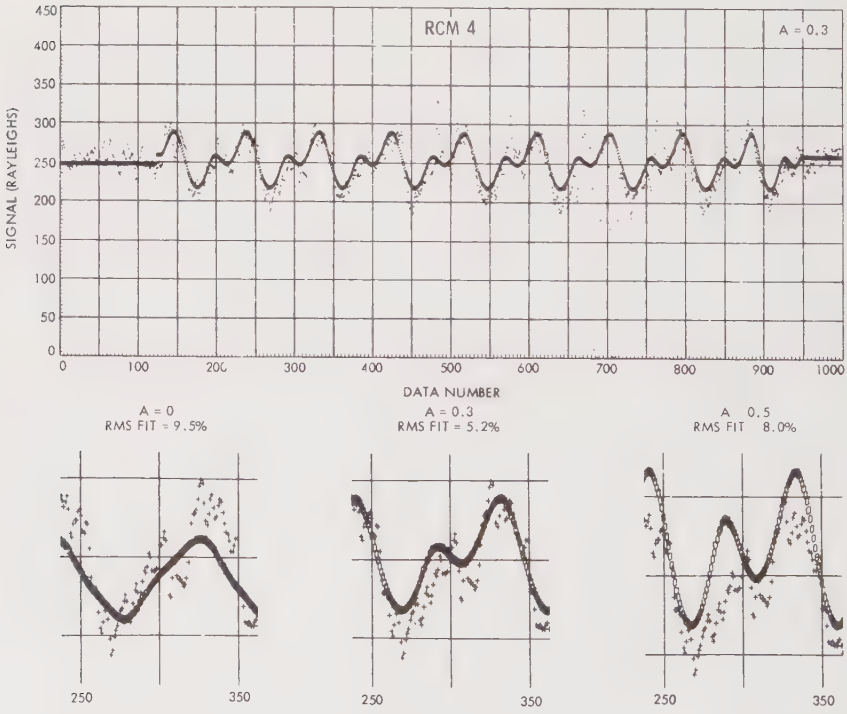


Abb. 6.9: Die bei RCM 4 gemessenen interplanetaren Lyman-alpha Intensitäten im Vergleich zu anisotropen Modellen, aufgetragen gegen die Datennummer. Der beste Fit für A = 0.3 wird mit den gesamten RCM 4-Daten gezeigt.

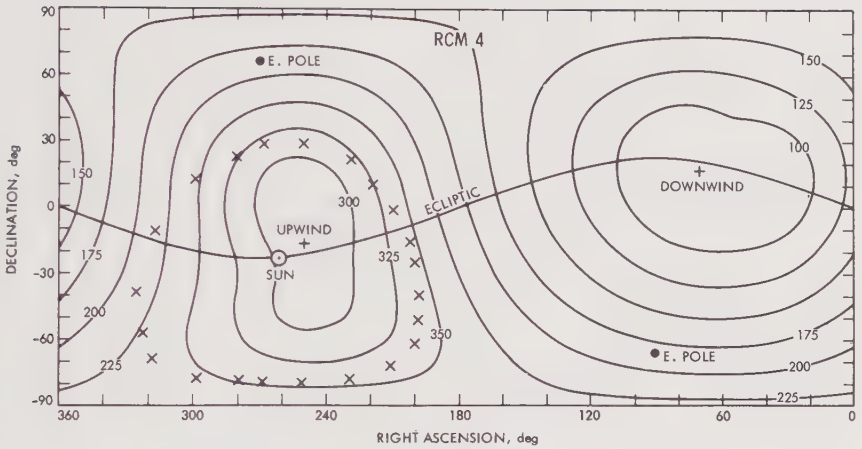


Abb. 6.10: Modellisophotenkarte für RCM 4 mit A = 0.3 . Der Beobachtungskreis des UV-Spektrometers wird durch Kreuze angedeutet.

RCM 7

Die Möglichkeit, solare Anisotropien an Hand von Lyman-alpha-Beobachtungen festzustellen, ist in gewissem Maße von der Position der Raumsonde während der Beobachtung abhängig. Daher treten bei RCM 7 die Asymmetrien in den Daten nicht so deutlich in Erscheinung wie bei den drei vorhergehenden RCM's, als sich die Raumsonde näher bei der Downwind-Achse befand. Trotzdem ergibt die Berücksichtigung der Sonnenwind-Anisotropie eine verbesserte Anpassung des Modells an die Daten gegenüber der Berechnung mit dem sphärisch symmetrischen Modell. Der beste Fit wird für A = 0.2 erreicht und hat ein RMS-Fit-Ergebnis von 8.4%.

Abbildung 6.11 zeigt den besten Fit im Vergleich zu den RCM 7-Wasserstoffdaten. Auch die Modellergebnisse für A = 0.0 und A = 0.75 sind dargestellt. Das Modell zeigt erst bei unrealistisch hohen Anisotropien ab A = 0.75 die Aufspaltung des Maximums in zwei getrennte Maxima. Dies ist eine Folge des großen Winkelabstandes zwischen der Raumsonde und der Downwind-Achse bei RCM 7. In Abbildung 6.12 ist die Lyman-alpha-Isophotenkarte,

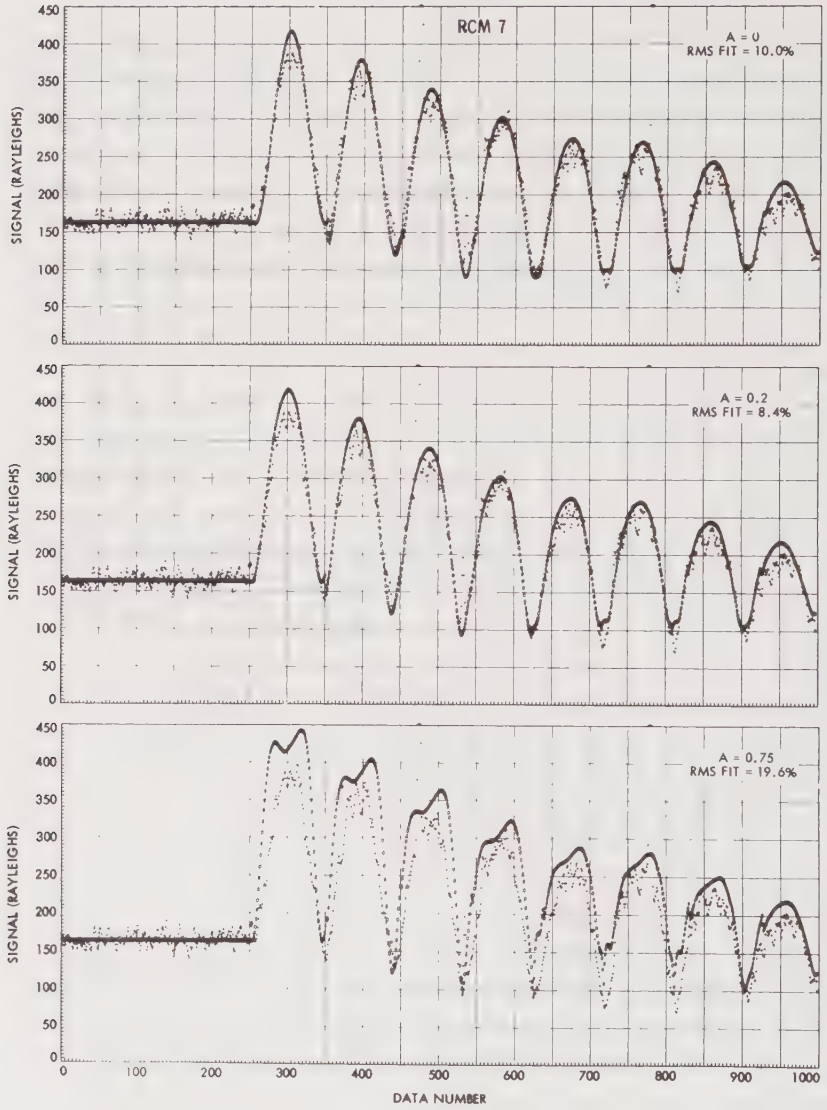


Abb. 6.11: Die bei RCM 7 gemessenen interplanetaren Lyman-alpha-Intensitäten im Vergleich zu anisotropen Modellen, aufgetragen gegen die Datennummer. Der beste Fit (Mitte) ergibt sich für A = 0.2 .

berechnet mit A = 0.2, für die RCM 7-Beobachtungsgeometrie dargestellt.

Aus der Analyse aller vier RCM's ergibt sich somit für den Anisotropie-Parameter ein Wert von A = 0.25 ± 0.1. Dieses Ergebnis wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

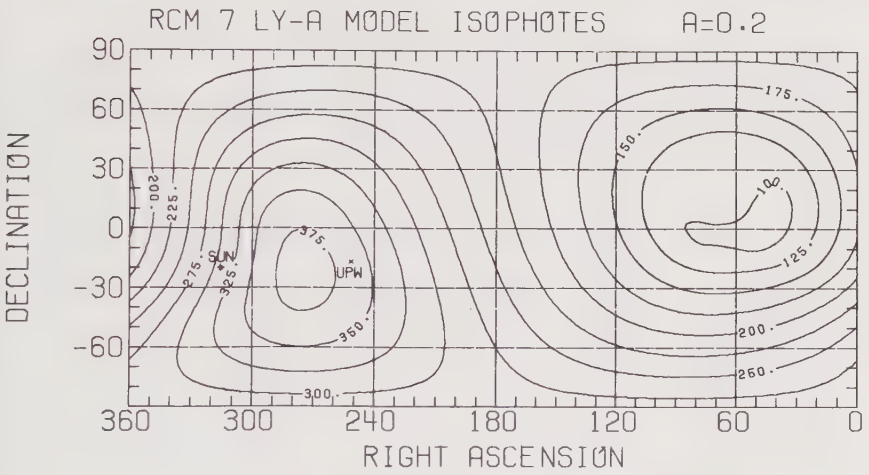


Abb. 6.12: Modellisophotenkarte für RCM 7 mit A = 0.2 .

7. DIE ANISOTROPIE DES SONNENWINDES

Mit der Analyse der Lyman-alpha-Messungen von Mariner 10 haben wir nachgewiesen, daß der Sonnenwind eine Breitenvariation besitzt, die zu einer Abhängigkeit der Ladungsaustauschrate von der heliographischen Breite führt. In diesem Abschnitt wird diese Breitenvariation hinsichtlich der Eigenschaften des Sonnenwindes untersucht.

Die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse der interplanetaren UV-Beobachtungen stellt eine neue Methode dar, um Kenntnisse über den außerekliptischen Sonnenwind zu gewinnen. Die Mariner 10-Beobachtungen sind der erste Satz von interplanetaren UV-Daten, die eine Bestimmung der Breitenvariation des Sonnenwindes zulassen, erstens wegen der bisher unübertroffen guten Datenstatistik und zweitens wegen der einmaligen Beobachtungsgeometrie: Die Raumsonde befand sich näher an der Sonne als bei früheren Beobachtungen, zwischen der Erdbahn und der Venusbahn, und somit weit entfernt von einer möglichen Kontamination durch die Geokorona. Außerdem war die Position der Raumsonde während drei der vier RCM's nahe der Downwind-Achse optimal für die Beobachtung der Anisotropien.

Mit Daten der Mariner 10-Qualität ist es möglich, mit Hilfe eines Modells die gemessenen Streustrahlungs-Intensitäten zu entfalten und somit die Emission aus den Volumenelementen entlang einer Sichtlinie zu berechnen. Aus diesem Grund können auch von der Ekliptik aus gemachte UV-Beobachtungen Aufschluß über die außerekliptischen Sonnenwindeigenschaften geben.

Die Parameter des ekliptischen Sonnenwindes sind aufgrund wiederholter in situ-Messungen mit Satelliten und interplanetaren Raumsonden heute gut bekannt. Nahe der Ekliptik schwankt der Protonenfluß von Tag zu Tag um einen Faktor 5 oder mehr. Gemittelt über 27 Tage beträgt diese Variation von einer solaren Rotation zur nächsten jedoch nur bis zu 20% (Feldman et al., 1978).

Dagegen weiß man zur Zeit nur wenig über die Eigenschaften des Sonnenwindes bei hohen heliographischen Breiten, weil alle direkten Messungen von Raumsonden nahe der Ekliptik durchgeführt wurden. Daher sind wir auf indirekte Methoden angewiesen, d.h. bisher auf Kometenbeobachtungen und auf die Messung interplanetarer Szintillationen (IPS). Die IPS-Methode beruht darauf, daß Radiowellen beim Durchlaufen des Sonnenwindplasmas durch Unregelmäßigkeiten der Elektronendichte gestreut werden. Die IPS-Messungen erlauben die Bestimmung der Sonnenwindgeschwindigkeit bei hohen heliographischen Breiten (Dennison und Hewish, 1967, Coles und Maagoe, 1972) und zeigen, daß die Sonnenwindgeschwindigkeit zu hohen heliographischen Breiten hin zunimmt (Coles und Rickett, 1976).

Die Sonnenwindgeschwindigkeit läßt sich auch durch die Analyse der Orientierung von ionischen Kometenschweifen bestimmen (Brandt et al., 1972). Diese Analysen ergaben bisher jedoch keine signifikanten Hinweise für eine Breitenvariation des Sonnenwindes (Brandt et al., 1975).

Wegen der Neigung des Sonnenäquators zur Ekliptik konnten die Sonnenwindeigenschaften im niedrigen heliographischen Breitenbereich von $\pm 7^{\circ}$ mit Raumsonden direkt gemessen werden. Zur Zeit des solaren Minimums scheint die Dichte des Sonnenwindplasmas in diesem Breitenbereich mit der Breite anzusteigen (Diodato et al., 1974). Auch die Sonnenwindgeschwindigkeit zeigt zwischen $\pm 7^{\circ}$ eine Zunahme von 10 - 15 km/sec pro Breitengrad, wie Rhodes und Smith (1975, 1976) an Hand von Mariner 5-Messungen nachweisen konnten.

Der schnelle Sonnenwind hat seinen Ursprung in den koronalen Löchern, die aufgrund der Struktur des Sonnenmagnetfeldes hauptsächlich in den Polarregionen der Sonne auftreten. Ausgehend von Beobachtungen von koronalen Löchern haben Suess et al. (1977) ein Modell der Sonnewind-Breitenvariation entwickelt, das auf einem achsensymmetrischen Dipolmagnetfeld beruht. Dieses Modell zeigt eine breitenabhängige Zunahme der Sonnenwindgeschwindigkeit, die gut mit den IPS-Beobachtungen von Coles und

Rickett(1976) übereinstimmt. Das breitenabhängige Sonnenwindmodell von Hundhausen (1978 a) geht von einem solaren Magnetfeld aus, das um 30° gegenüber der Rotationsachse geneigt ist. Da jedoch die langzeitigen Mittelwerte der Sonnenwindeigenschaften bestimmend sind für die Neutralgasdichte über hohen heliographischen Breiten, ist es nicht möglich, mit der Methode der Streustrahlungsanalyse zwischen einem achsensymmetrischen und einem geneigten solaren Dipol zu unterscheiden.

Theoretische Modelle der Sonnenwindasymmetrie wurden auch von Joselyn und Holzer (1975) für verschiedene mögliche Breitenabhängigkeiten des Sonnenwindes entwickelt: Damit konnten sie Voraussagen über die zu erwartenden interplanetaren Strahlungsverteilungen machen. Ripken (1975) entwickelte ein empirisches breitenabhängiges Sonnenwindmodell, das auf IPS-Messungen und Kometenbeobachtungen basiert und eine Zunahme sowohl des Sonnenwindflusses als auch der Sonnenwindgeschwindigkeit zu den Polen hin voraussagt.

7.1 Die Breitenvariation der Sonnenwindeigenschaften

Für alle vier Beobachtungsmanöver von Mariner 10 ergibt sich eine Übereinstimmung der Daten mit der Modellberechnung bei Verwendung eines Anisotropie-Parameters von $A = 0.25 \pm 0.1$. Dies entspricht einer Abnahme der Ladungsaustauschrate um 25 ± 10 % vom Äquator zum Pol.

Bei unserem Modell wird vorausgesetzt, daß der solare EUV-Strahlungsfluß keine Breitenvariation besitzt. Dagegen zeigt der EUV-Fluß eine zeitliche Variation, die mit dem 11-Jahres-Zyklus korreliert ist. Wir haben in unserer Analyse für die EUV-Photoionisationsrate den Wert $1/\tau_R = 6.4 \cdot 10^{-8}\ sec^{-1}$ verwendet, der zwischen den von Banks und Kockarts (1972) angegebenen Werten für völlig ruhige Bedingungen ($5.5 \cdot 10^{-8}\ sec^{-1}$) und für ruhige Durchschnittsbedingungen ($7.5 \cdot 10^{-8}\ sec^{-1}$) liegt. Tabelle 7.1 gibt einen Überblick der für den Anisotropie-Parameter deduzierten Werte bei verschiedenen Photoionisationsraten. Die Tabelle zeigt daß der Einfluß der Photoionisationsrate auf den Wert von A gering

solare Aktivität	Photoionisationsrate	A
völlig ruhige Sonne	$5.5 \cdot 10^{-8}$ sec^{-1}	0.24
diese Arbeit	$6.4 \cdot 10^{-8}$ sec^{-1}	0.25
ruhige Sonne: unterer Durchschnittswert	$7.5 \cdot 10^{-8}$ sec^{-1}	0.26
aktive Sonne	$1.2 \cdot 10^{-7}$ sec^{-1}	0.32

Tabelle 7.1: Der Anisotropie-Parameter A, deduziert aus den Mariner 10-Beobachtungen bei verschiedenen Photoionisationsraten.

ist. Die Ursache hierfür ist, daß die Extinktion der Wasserstoffatome auch zur Zeit hoher solarer Aktivität in erster Linie durch Ladungsaustausch mit Sonnenwindprotonen und weniger durch EUV-Photoionisation geschieht.

Der Anisotropie-Parameter A beschreibt die Breitenvariation der Ladungsaustauschrate, die sowohl von der Sonnenwindgeschwindigkeit V_{SW} als auch vom Sonnenwind-Protonenfluß F_p abhängt. Bei einem vorgegebenen Wert von A ist somit ein Zusammenhang zwischen V_{SW} und F_p festgelegt, der sich nach Gleichung (6.2) und (6.4) aus der Beziehung

$$F_p(\beta) = \frac{1 - A \cdot \sin^2 \beta}{\tau_o \cdot \sigma (V_{SW}(\beta))} \qquad (7.1)$$

ergibt.

Fite et al. (1962) haben den Querschnitt für Ladungsaustauschreaktionen zwischen Protonen und Wasserstoffatomen gemessen. Für Energien über 20 eV haben wir diese Ergebnisse durch

$$\sigma = K_1 \ln(E) + K_2 \qquad (7.2)$$

approximiert, wobei

$$E = K_3 \cdot V_{SW}^2 \qquad (7.3)$$

Zur Berechnung von E darf die Sonnenwindgeschwindigkeit V_{SW} an Stelle der Relativgeschwindigkeit zwischen den Protonen und den Wasserstoffatomen verwendet werden, weil die Interstellarwind-Geschwindigkeit sehr viel kleiner ist als die Sonnenwindgeschwindigkeit. Die Konstanten haben die Werte

$$K_1 = -\ 4.35 \cdot 10^{-16}\ cm^2$$

$$K_2 = 5.0 \cdot 10^{-15}\ cm^2$$

und (7.4)

$$K_3 = 5.18 \cdot 10^{-2}\ \ eV \cdot km^2 \cdot sec^{-2}$$

Zur Normalisierung des Modells auf die Äquatorebene verwenden wir die von Feldman et al. (1978) angegebenen Mittelwerte für den ekliptikalen Sonnenwindprotonenfluß ($F_p(O) = 4 \cdot 10^8\ cm^{-2} \cdot sec^{-1}$ bei 1 AE und für die Sonnenwindgeschwindigkeit ($V_{SW}(O) = 420$ km/se

Wir können, ausgehend von Gl. (7.1), das Verhältnis des polaren zum äquatorialen Sonnenwind-Protonenfluß in Abhängigkeit von de polaren und äquatorialen Sonnenwindgeschwindigkeit berechnen:

$$\frac{F_p(90)}{F_p(O)} = (1 - A) \cdot \frac{\sigma(V_{SW}(O))}{\sigma(V_{SW}(90))} \qquad (7.5)$$

In Abbildung 7.2 ist das Verhältnis $F_p(90)/F_p(O)$ für verschiedene Werte von A gegen das Verhältnis der Sonnenwindgeschwindigkeiten $V_{SW}(90)/V_{SW}(O)$ aufgetragen. Im Bereich von $V_{SW}(90) = 50$ bis 1500 km/sec ergibt sich für jeden Wert von A praktisch ein linearer Zusammenhang.

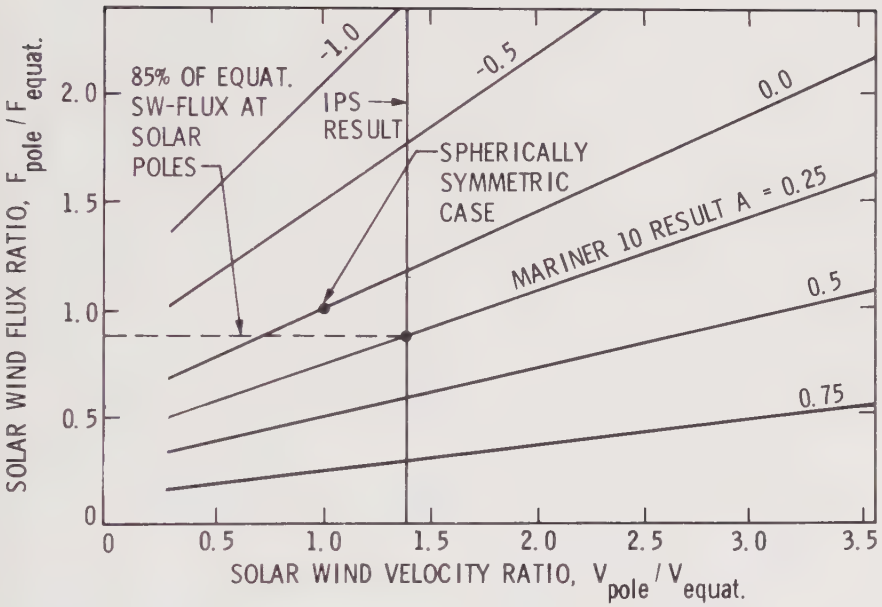


Abb. 7.2: Die Breitenvariation der Sonnenwindgeschwindigkeit und des Sonnenwindflusses in Abhängigkeit vom Anisotropie-Parameter A. Das Verhältnis des polaren zum äquatorialen Sonnenwindfluß ist für verschiedene Werte von A gegen das Verhältnis der polaren zur äquatorialen Sonnenwindgeschwindigkeit aufgetragen. Mit dem Mariner 10-Resultat ergibt sich ein Zusammenhang zwischen den beiden Sonnenwindeigenschaften, der durch die Gerade mit A = 0.25 festgelegt ist. In Verbindung mit den IPS-Messungen der Sonnenwindgeschwindigkeit (vertikale Gerade) können wir mit unserer Analyse die Breitenvariation des Sonnenwindflusses bestimmen: Es ergibt sich, daß der Sonnenwindfluß zu den Polen hin auf 85% des äquatorialen Wertes absinkt.

Wir betrachten in Abb. 7.2 zunächst die Gerade, die sich bei einem Anisotropie-Parameter von A = O ergibt. Natürlich liegt der Punkt, an dem beide Variablen den Wert 1 annehmen, auf dieser Geraden, denn bei sphärischer Symmetrie beider Sonnenwindeigenschaften muß auch die Ladungsaustausch-Lebensdauer isotrop sein. Wie der Verlauf der Geraden mit A = O zeigt, ist es jedoch theoretisch möglich, daß die Lebensdauer auch dann noch sphärische Symmetrie aufweist, wenn die ihr zugrundeliegenden Sonnenwindeigenschaften beide eine Breitenvariation besitzen. Im Falle einer erhöhten polaren Sonnenwindgeschwindigkeit muß auch der polare Sonnenwindfluß größer sein als der äquatoriale. Umgekehrt kann auch dann A = O gelten, wenn beide Sonnenwindeigenschaften zum Pol hin geringere Werte annehmen. Die Ursache dafür ist, daß nach Gl. (7.2) und (7.4) mit einer Zunahme der Geschwindigkeit der Ladungsaustausch-Querschnitt abnimmt, wodurch die Lebensdauer zunimmt, während ein erhöhter Sonnenwindfluß nach Gl. (6.2) eine Abnahme der Lebensdauer bewirkt.

Die Gerade mit A = O in Abb. 7.2 stellt außerdem die Grenze zwischen zwei gegensätzlichen Fällen dar. Für Kombinationen der Breitenvariationen von Sonnenwindfluß und Sonnenwindgeschwindigkeit, die durch einen Punkt unterhalb der Geraden A = O beschrieben werden, gilt, daß die Ladungsaustausch-Lebensdauer zu den solaren Polen hin zunimmt und somit der Anisotropie-Parameter positive Werte annimmt.

Prinzipiell ist es aber auch möglich, daß A negative Werte annimmt: Dieser Fall liegt z.B. vor bei einer geringen polaren Sonnenwindgeschwindigkeit oder bei einem hohen polaren Sonnenwindfluß, was jeweils eine Abnahme der Lebensdauer vom Äquator zum Pol bedeuten würde. Die Sonnenwind-Anisotropie wäre hierbei gekennzeichnet durch einen Punkt, der in Abb. 7.2 oberhalb der Geraden mit A = O liegt.

Die Analyse der Mariner 10-Beobachtungen ergibt aber einen positiven Wert für den Anisotropie-Parameter, der die möglichen Werte für den Protonenfluß und die Sonnenwindgeschwindigkeit auf Kombinationen beschränkt, die durch die Gerade mit A = 0.25 festgelegt sind. Das Mariner 10-Ergebnis bedeutet, daß in

keinem Fall sowohl die Sonnenwindgeschwindigkeit als auch der Sonnenwindfluß breitenunabhängig sein können: Eine oder beide dieser Sonnenwindeigenschaften muß eine solche Breitenvariation besitzen, die zur beobachteten Anisotropie der Lyman-alpha-Streustrahlung führt. Der Anisotropie-Parameter A definiert jedoch nur einen Zusammenhang zwischen Sonnenwindfluß und -geschwindigkeit. Daher benötigen wir eine zusätzliche, unabhängige Messung einer der beiden Sonnenwindeigenschaften, um die andere aus der Mariner 10-Analyse zu bestimmen.

Hierzu bietet sich die mit IPS-Beobachtungen nachgewiesene Breitenabhängigkeit der Sonnenwindgeschwindigkeit von im Mittel 2.1 km/sec pro Grad heliographischer Breite an (Coles und Rickett, 1976). In Abb. 7.2 wird dieses Ergebnis durch die vertikale Gerade bei $V_{SW}(90)/V_{SW}(0) = 1.45$ dargestellt: Der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Kurve für A = 0.25 entspricht einem Wert des polaren Sonnenwind-Protonenflusses, der nur 85% des äquatorialen Wertes ausmacht. Auf diese Weise ermöglichen die Mariner 10-Messungen die erste Bestimmung des Sonnenwindflusses bei hohen heliographischen Breiten. Der Nachweis einer breitenabhängigen Abnahme des Sonnenwindflusses ist ein wichtiges Ergebnis der in dieser Arbeit durchgeführten Analyse von interplanetaren UV-Beobachtungen.

Die IPS-Beobachtungen stellen die zur Zeit verläßlichsten Messungen der Sonnenwindgeschwindigkeit bei hohen Breiten dar. Im folgenden soll jedoch diskutiert werden, welche Konsequenzen das Mariner 10-Ergebnis hätte, wenn ein anderer Verlauf der Sonnenwindgeschwindigkeit vorausgesetzt würde.

Brandt et al. (1975) fanden bei der Analyse von Kometenschweifen keine Hinweise für eine Breitenvariation der Sonnenwindgeschwindigkeit. In diesem Fall (d.h. $V_{SW}(90)/V_{SW}(0) = 1$) würde sich mit A = 0.25 ein polarer Sonnenwindfluß von nur 70% des äquatorialen Wertes ergeben (siehe Abb. 7.2).

Gehen wir dagegen wie z.B. Hundhausen (1978b) davon aus, daß die Sonnenwindgeschwindigkeit in den polaren koronalen Löchern auf 700 - 800 km/sec ansteigt ($V_{SW}(90)/V_{SW}(0) = 1.8$), so ergibt sich

mit A = 0.25 ein sphärisch symmetrischer Sonnenwindfluß.

Ausgehend vom Mariner 10-Ergebnis und von den IPS-Messungen werden in Abb. 7.3 die am Äquator auf 1 normierten Sonnenwindeigenschaften in Abhängigkeit von der heliographischen Breite dargestellt. Bei A = 0.25 entspricht der breitenabhängigen Abnahme der Ladungsaustauschrate τ_{SW} eine Zunahme der Ladungsaustausch-Lebensdauer um 33% vom Äquator zum Pol. Das IPS-Resultat ergibt eine Erhöhung der Geschwindigkeit V_{SW} vom Äquator zum Pol um 45%. Aus diesem breitenabhängigen Verlauf von τ_{SW} und V_{SW}

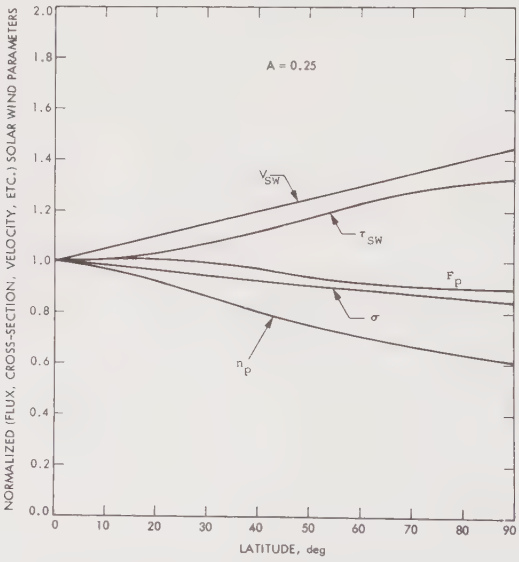


Abb. 7.3: Die Sonnenwindeingenschaften als Funktion der heliographischen Breite. Die Eigenschaften sind am solaren Äquator auf den Wert 1 normiert. Mit der aus der Mariner 10-Analyse und den IPS-Beobachtungen resultierenden Zunahme der Lebensdauer τ_{SW} bzw. der Geschwindigkeit V_{SW} ergibt sich eine Abnahme des Ladungsaustauschquerschnitts σ, des Sonnenwind-Protonenflusses F_p und der Sonnenwind-Protonendichte n_p bei hohen heliographischen Breiten.

können wir den Ladungsaustauschquerschnitt σ nach Gl. (7.2) und den Protonenfluß F_p nach Gl. (7.1) für jede heliographische Breite berechnen. Abb. 7.3 zeigt, daß F_p und σ zum Pol hin abnehmen. Die Protonendichte des Sonnenwindes n_p, die sich aus

$$n_p(\beta) = \frac{F_p(\beta)}{V_{SW}(\beta)} \qquad (7.7)$$

ergibt, geht somit noch stärker mit der Breite zurück und erreicht am Pol nur 60% des äquatorialen Wertes.

7.2 Die Auswirkung der Sonnenwind-Anisotropie auf die Quellfunktion der Lyman-alpha-Streustrahlung

Mit Isophotenkarten der Streustrahlungsintensitäten können die interplanetaren UV-Beobachtungen direkt mit dem Interstellarwind-Modell verglichen werden. Da die Intensität sich jeweils aus dem Wegintegral entlang einer vorgegebenen Sichtlinie ergibt, muß zu ihrer Berechnung immer ein bestimmter Beobachtungsort vorausgesetzt werden. Für die Darstellung der Abhängigkeit der Strahlungsverteilung vom Sonnenabstand und von der heliographischen Breite ist es daher vorteilhafter, nicht die integralen Intensitäten, sondern die zugrundeliegende Quellfunktion zu verwenden. Mit der Quellfunktion bezeichnen wir die Zahl der Photonen, die innerhalb eines Volumenelements pro Sekunde und Steradian gestreut werden (siehe auch Abschnitt 4.1).

Im folgenden wird die Auswirkung der Sonnenwind-Anisotropie auf die Quellfunktion der Lyman-alpha-Streustrahlung diskutiert und mit der Quellfunktion verglichen, die bei isotropen Sonnenwindeigenschaften zutrifft. Die Sonnenwind-Anisotropie führt zu einer Abhängigkeit der neutralen Wasserstoffdichte im Sonnensystem von der heliographischen Breite (siehe Anhang B): Damit wird auch die Lyman-alpha-Quellfunktion breitenabhängig, denn sie ist der Wasserstoffdichte und der Resonanzstreurate proportional. Die Resonanzstreurate wird nicht durch den Sonnenwind beeinflußt und besitzt daher in unserem Modell keine Breitenvariation.

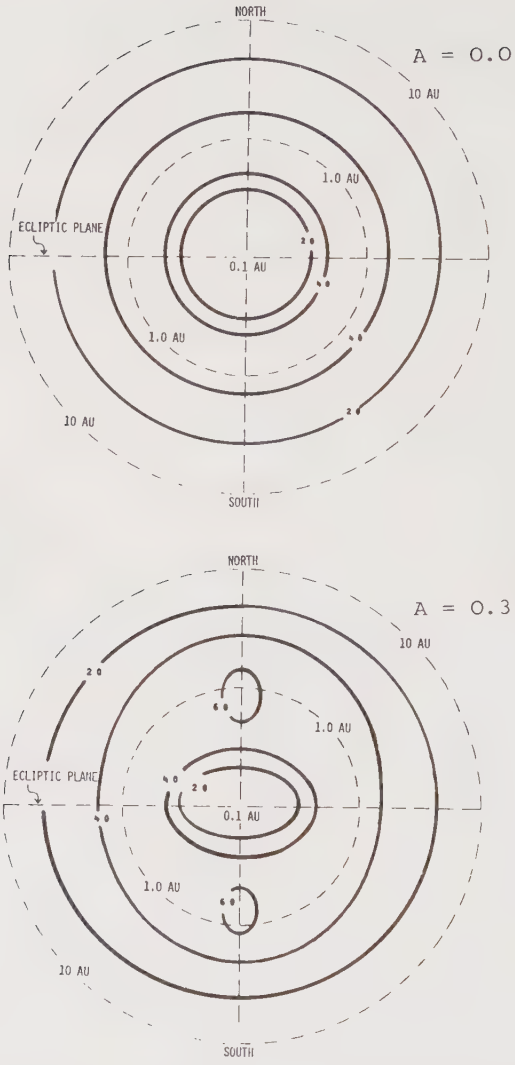


Abb. 7.4: Die Quellfunktion der Lyman-alpha-Streustrahlung in Abhängigkeit vom Sonnenabstand, dargestellt in einer Ebene, die senkrecht ($\pm$ 5°) zur Upwind-Richtung liegt. Oben wird der Fall A = 0 gezeigt, der kreisförmige Konturen ergibt. Unten, bei A = 0.3, ergeben sich relative Maxima oberhalb der solaren Pole.

Die Quellfunktion ist im allgemeinen von drei Ortskoordinaten abhängig. Zur Darstellung der Quellfunktion definieren wir nun ein Koordinatensystem, dessen z-Achse mit der Richtung vom ekliptischen Südpol zum ekliptischen Nordpol übereinstimmt. Die x-Achse soll in Richtung der Projektion der Upwind-Achse auf der Ekliptik liegen. Somit stellt die ekliptische Ebene (die hier mit der solaren Äquatorebene gleichgesetzt wird) die xy-Ebene des Koordinatensystems dar. Mittelpunkt des Koordinatensystems ist die Sonne.

In Abbildung 7.4 wird die Quellfunktion in der yz-Ebene des oben definierten Koordinatensystems dargestellt: Somit ist die Upwind-Richtung bis auf einen Winkel von 5^{o} senkrecht zur Bildebene. Der Sonnenabstand ist im logarithmischen Maßstab aufgetragen, der Bildmittelpunkt entspricht einer Entfernung von 0.1 AE. Für den Fall des isotropen Sonnenwindes (oben in Abb. 7.4), d.h. $A = 0$, müssen sich kreisförmige Konturen ergeben, weil die Quellfunktion hierbei breitenunabhängig ist.

Unten in Abb. 7.4 ist die Quellfunktion für $A = 0.3$ dargestellt. In geringen Sonnenabständen zeigen die Konturen eine starke Breitenabhängigkeit: Es bilden sich oberhalb der solaren Pole zwei lokale Maxima aus. In großem Sonnenabstand ist nur ein geringer Teil der interstellaren Wasserstoffatome durch den Sonnenwind ionisiert, somit ist die Dichte dort weitgehend breitenunabhängig, was zu den fast kreisförmigen Konturen in Entfernungen über 5 AE führt.

Abbildung 7.5 zeigt die Quellfunktion (in der gleichen Ebene wie in Abb. 7.4) für den Fall einer sehr ausgeprägten Sonnenwind-Anisotropie ($A = 0.7$). Wieder ergeben sich über den solaren Polen die Maxima der Quellfunktion, die einen Wert von über $120\ R \cdot cm^{-2} \cdot AE^{-1}$ erreichen. Der etwas geringere Wert des südlichen Maximums hat seine Ursache darin, daß die Upwind-Richtung wegen ihrer ekliptischen Breite von 5^{o} nicht ganz senkrecht zur Bildebene liegt.

Es stellt sich hier die Frage, ob die in Abb. 7.5 (und in Abb. 7.4 unten) auftretenden Maxima nur relative Maxima in der gewählten Bildebene darstellen oder ob sie tatsächliche Maxima

der Quellfunktion im Sonnensystem sind. Dazu berechnen wir die Quellfunktion in der xz-Ebene des oben definierten Koordinatensystems: In den folgenden beiden Abbildungen liegt die Upwind-Achse somit in der Bildebene. Abbildung 7.6 zeigt oben die Quellfunktion für A = O. Im Falle des sphärisch symmetrischen Modells liegt das Maximum der Lyman-alpha-Streustrahlung auf der Upwind-Achse. Das Minimum liegt auf der Downwind-Achse.

Abb. 7.6 unten zeigt den Fall A = O.3 : Es ergibt sich eine Verlängerung der Konturen zu den Gebieten hoher ekliptischer Breiten hin. Bei dieser Anisotropie liegt jedoch das Maximum der Quellfunktion weiterhin auf der Upwind-Achse.

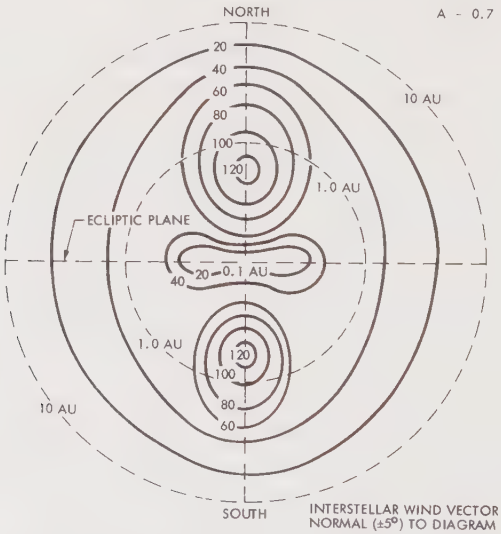


Abb. 7.5: Die Lyman-alpha-Quellfunktion für A = O.7, dargestellt in einer Ebene, die senkrecht (± 5^{o}) zur Upwind-Richtung liegt. Die Maxima oberhalb der solare Pole sind stark ausgeprägt. Trotzdem sind die Konturen für Abstände von mehr als 5 AE fast kreisförmig. Der anisotrope Sonnenwind verursacht somit die stärksten Veränderungen der Quellfunktion im inneren Sonnensystem.

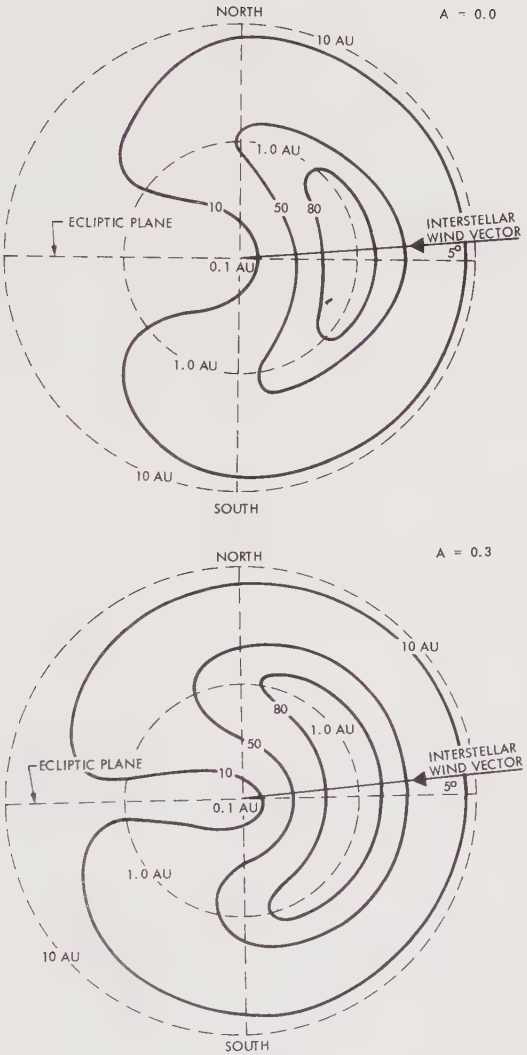


Abb. 7.6: Die Lyman-alpha-Quellfunktion, dargestellt in einer Ebene, die senkrecht zur Ekliptik liegt und die Upwind-Richtung enthält. Sowohl für A = 0 (oben) wie auch für A = 0.3 (unten) liegt das Maximum auf der Upwind-Achse, jedoch sind bei A = 0.3 die Konturen zu hohen heliographischen Breiten hin verlängert.

Dagegen zeigt Abbildung 7.7 (wie bei Abb. 7.6 für die xz-Ebene), daß bei noch höheren Anisotropien, in diesem Fall für A = 0.7, die absoluten Maxima oberhalb der solaren Pole und nicht mehr im Upwind-Gebiet auftreten. Das Mariner 10-Ergebnis schließt allerdings solch hohe Anisotropien aus, so daß zur Zeit der Beobachtungen durch die Raumsonde zwar über den solaren Polen eine Erhöhung der Quellfunktion und damit der Dichte gegenüber dem Fall eines isotropen Sonnenwindes vorlag, daß jedoch das tatsächliche Maximum der Lyman-alpha-Quellfunktion auf der Upwind-Seite in der Ekliptik lag.

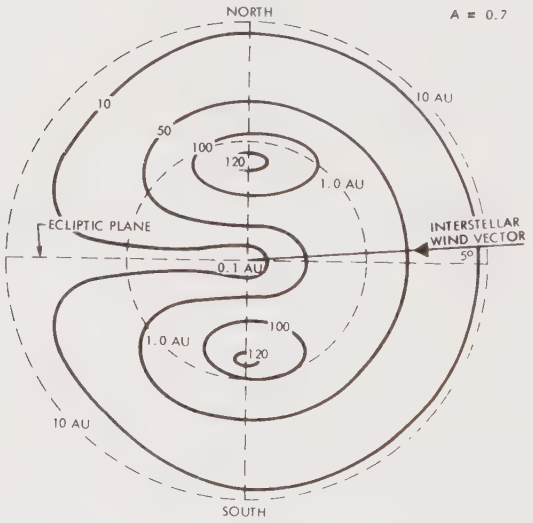


Abb. 7.7: Die Lyman-alpha-Quellfunktion für A = 0.7, dargestellt in einer Ebene, die senkrecht zur Ekliptik liegt und die Upwind-Richtung enthält. Bei dieser (unrealistisch) hohen Anisotropie sind die sich oberhalb der solaren Pole bildenden Maxima die Gebiete der stärksten Streustrahlungsemission im Sonnensystem.

8. VORAUSSAGEN ZUKÜNFTIGER BEOBACHTUNGEN

Auch in Zukunft werden die Messungen der UV-Streustrahlung einen wichtigen Teil des Beobachtungsprogramms interplanetarer Raumsonden darstellen. In der Mitte der achtziger Jahre sollen die Raumsonden Jupiter Orbiter und Solar Polar Mission gestartet werden: Besonders von der Solar Polar Mission dürfen wichtige Aufschlüsse über die in der vorliegenden Arbeit untersuchte Breitenvariation des Sonnenwindes erwartet werden, weil diese Sonde erstmalig das Sonnensystem auf einer außerekliptischen Bahn durchfliegen wird. Die bereits gestarteten Raumsonden Pioneer Venus Orbiter und Voyager 1 und 2 werden in diesem

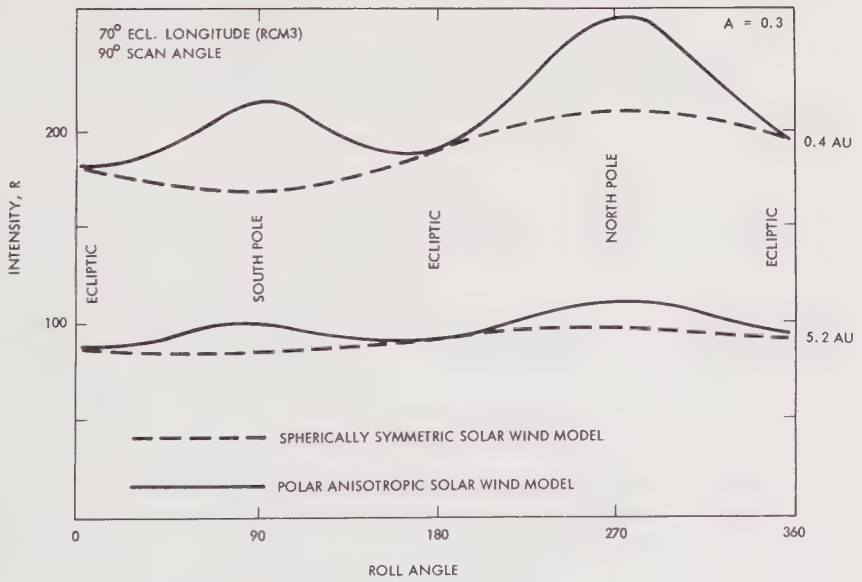


Abb. 8.1: Vergleich der Lyman-alpha-Intensitäten des anisotropen Modells (durchgezogene Linie) mit dem sphärisch symmetrischen Modell (unterbrochene Linie) für die Abstände 0.4 AE und 5.2 AE. Es wird, mit Ausnahme des Sonnenabstandes, die gleiche Beobachtungsgeometrie wie bei RCM 3 vorausgesetzt.

Jahr (1979) Messungen der Streustrahlungsverteilung durchführen.

In diesem Abschnitt werden die bei den zukünftigen Messungen dieser Raumsonden zu erwartenden UV-Streustrahlungsintensitäten vorausgesagt. Ausgangspunkt ist unser Modell der Wechselwirkung des anisotropen Sonnenwindes mit dem interstellaren Neutralgas sowie die an Hand der Mariner 10-Beobachtungen ermittelten Parameter.

8.1 Die Beobachtbarkeit der Sonnenwind-Anisotropie

Es wurde bereits gezeigt, daß die solaren Anisotropien am deutlichsten in den interplanetaren UV-Messungen hervortreten, wenn

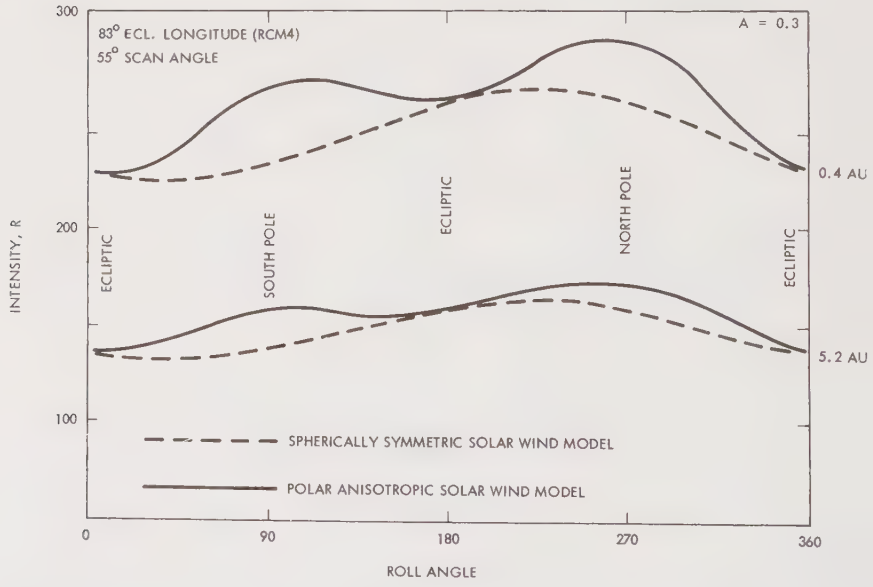


Abb. 8.2: Vergleich der Lyman-alpha-Intensitäten des anisotrope Modells (durchgezogene Linie) mit dem sphärisch symme trischen Modell (unterbrochene Linie) für 0.4 und 5.2 AE. Mit Ausnahme des Sonnenabstandes wird die gleiche Beobachtungsgeometrie wie bei RCM 4 vorausgesetzt.

die Raumsonde sich nahe der Upwind-Downwind-Achse befindet (siehe Abschnitt 6.5). Wir untersuchen im folgenden, wie sich der Sonnenabstand der Raumsonde auf die Beobachtbarkeit der Anisotropie auswirkt.

Abbildung 8.1 zeigt Lyman-alpha-Modellintensitäten aufgetragen gegen den Roll-Winkel für einen Roll: Dabei wird eine Beobachtungsgeometrie vorausgesetzt, die sich von der RCM 3-Beobachtung (siehe Abschnitt 5.5) nur durch den Sonnenabstand der Raumsonde unterscheidet, ansonsten aber mit der RCM 3-Geometrie identisch ist. Die Modellintensitäten wurden für Sonnenabstände von 0.4 AE (Merkurabstand) und 5.2 AE (Jupiterabstand) jeweils für den sphärisch symmetrischen Fall (unterbrochene Linie) und für den anisotropen Fall mit A = 0.3 (durchgezogene Linie) berechnet. Es ist ersichtlich, daß die Differenz zwischen dem symmetrischen und dem anisotropen Fall umso geringer ist, je grösser der Sonnenabstand der Raumsonde ist. Die Gesamtintensitäten nehmen ebenfalls mit dem Sonnenabstand ab.

Abb. 8.2 zeigt entsprechende Modellsimulationen für die RCM 4-Beobachtung bei verschiedenen Sonnenabständen und Anisotropiewerten. Auch hierbei ergeben sich die stärksten Anisotropieeffekte bei geringem Sonnenabstand.

Zum Nachweis von solaren Anisotropien durch UV-Messungen eignen sich somit am besten solche Raumsonden, die ins innere Sonnensystem gesendet werden. Die Sonden HELIOS-A und HELIOS-B erreichten zwar einen Sonnenabstand von nur 0.3 AE, sie hatten jedoch keine UV-Experimente an Bord. Möglicherweise in den späten 80er Jahren wird die NASA eine "Solar Probe" starten, deren Umlaufbahn zwischen 0.02 und 1.0 AE Sonnenabstand liegen würde, und die deshalb sehr gut geeignet wäre, die UV-Streustrahlungsverteilung zu beobachten.

8.2 Pioneer Venus Orbiter

Gegenwärtig befindet sich die Raumsonde Pioneer Venus Orbiter in einer hochexzentrischen Umlaufbahn um unseren Nachbarplaneten.

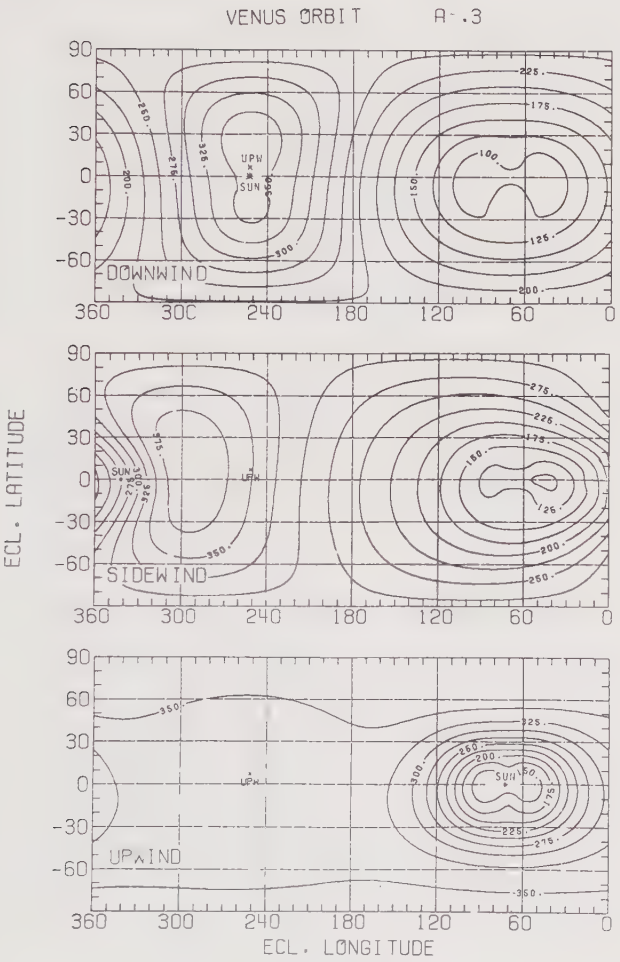
Während des nächsten Jahres soll das UV-Spekrometer dieser Raumsonde unter anderem zur Messung der interplanetaren Streustrahlung eingesetzt werden (Thomas, 1978b) .

Abb. 8.3 zeigt Modellisophotenkarten der Lyman-alpha-Streustrahlungsverteilung für drei verschiedene Beobachtungsgeometrie der Pioneer Venus Orbiter-Raumsonde, berechnet mit einem Anisotropiewert von A = 0.3. Es ist ersichtlich, daß die Nord-Süd-Verzerrung der Isophoten bei der Downwind-Position der Sonde am deutlichsten zu beobachten sein wird.

Abb. 8.4 zeigt Modellisophotenkarten für die gleichen Beobachtungsgeometrien wie in Abb. 8.3, jedoch für die 584 A-Streustrahlungsverteilung. Wegen ihrer langen Ionisationslebensdauer dringen die neutralen Heliumatome weit bis ins innere Sonnensystem ein, so daß das Maximum der 584 A-Quellfunktion einen Sonnenabstand von weniger als 0.1 AE hat. Deshalb sind auch für Messungen der Heliumkomponente der Streustrahlung sonnennahe Beobachtungsgeometrien am besten geeignet.

Befindet sich die Raumsonde nahe der Downwind-Achse (siehe Abb. 8.4 oben), so ergeben sich zwei Intensitätsmaxima: Ein primäres Maximum von über 30 R nahe der Sonne und ein sekundäres Maximum von etwa 12 R in der Blickrichtung nach außen entlang der Downwind-Achse, das wegen der Streustrahlung im Helium-Dichtekonus auftritt.

Abb. 8.3: Voraussagen der Lyman-alpha-Streustrahlungsverteilung für Pioneer Venus Orbiter-Beobachtungen, dargestellt im ekliptischen Koordinatensystem. Es wurde eine Sonnenwind-Anisotropie von A = 0.3 vorausgesetzt. Die obere Karte zeigt die Isophoten, die erwartet werden, wenn die Sonde sich nahe der Downwind-Achse, d.h. bei einer ekliptischen Länge von 72^{o} befindet: Die Nord-



Süd-Verzerrung der Isophoten ist deutlich zu erkennen. Die mittlere Karte gilt für eine ekliptische Länge von 162° (Sidewind-Position): Auch hier sind die Isophoten in Nord-Süd-Richtung verlängert. Bei der Upwind-Position (ekliptische Länge 252°) ist der Effekt der Sonnenwind-Anisotropie auf die Lyman-alpha-Isophoten weniger deutlich.

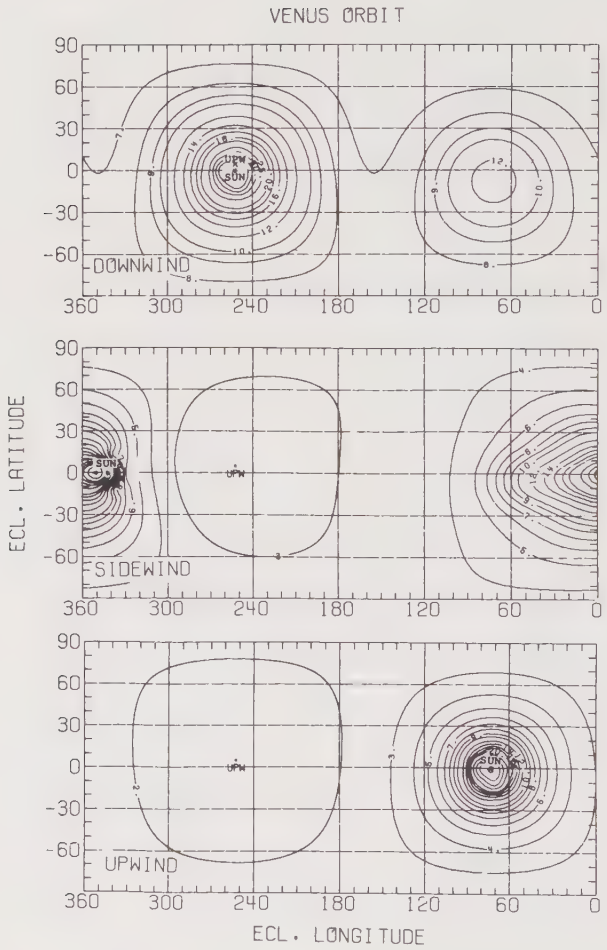


Abb. 8.4: Voraussagen der 584 A-Streustrahlungsverteilung für Pioneer Venus Orbiter-Beobachtungen, dargestellt in ekliptischen Koordinaten für die Downwind- (oben), Sidewind- (Mitte) und Upwind-Position (unten). Der Helium-Dichtekonus ist von einem geringen Sonnenabstand aus am besten zu beobachten.

8.3 Voyager und Galileo

Die beiden Raumsonden Voyager 1 und 2, deren Vorbeiflug am Planeten Jupiter zur Zeit stattfindet, werden auf dem Weiterflug zum Saturn Messungen der Lyman-alpha- und 584 A-Strahlungsverteilungen durchführen. Wegen technischer Probleme mit den Raumsonden konnten die für die Flugphase Erde-Jupiter geplanten Beobachtungsmanöver nicht oder nur unvollständig durchgeführt werden (Ajello, 1978b). Wir haben mit dem Interstellarwind-Modell sowohl für die Wasserstoff- wie auch für die Heliumkomponente einen Satz von Isophotenkarten berechnet, um ausführlich die Veränderungen der Streustrahlungsverteilung darzustellen, die auf der Bahnbewegung der Voyager-Sonden zwischen der Erde und den äußeren Planeten bis hin zum Uranus zu erwarten sind (Witt, 1978).

Auch die geplante Raumsonde "Galileo", die den Jupiter umkreisen wird, soll mit einem UV-Spektrometer ausgerüstet werden. Abb. 8.5 zeigt die Lyman-alpha-Verteilungen, die für die Upwind-, Sidewind- und Downwind-Positionen vom Jupiter aus erwartet werden, wenn die Sonnenwind-Anisotropie 0.3 beträgt. Um mit der gleichen Genauigkeit wie bei den sonnennahen Mariner 10-Messungen die Anisotropie feststellen zu können, ist eine Winkelauflösung von 1^{o} bis 2^{o} notwendig.

Dieses Auflösungsvermögen muß auch erreicht werden bei den 584 A-Beobachtungen vom Jupiterabstand aus, die in Abb. 8.6 für die drei Beobachtungsgeometrien vorausgesagt werden. Es ist ersichtlich, daß die Isophoten fast kreisförmig um die Sonne liegen und daß die absoluten Intensitäten bis auf einen engen Bereich um die Sonne sehr gering sind (unter 1 R).

8.4 Solar Polar Mission

In dieser Arbeit haben wir gezeigt, daß auch mit Beobachtungen durch eine ekliptikale Raumsonde der Nachweis einer Breitenvariation des Sonnenwindes möglich ist. Um unsere Kenntnisse der Sonnenwind-Anisotropie, die bisher auf indirekten Messungen

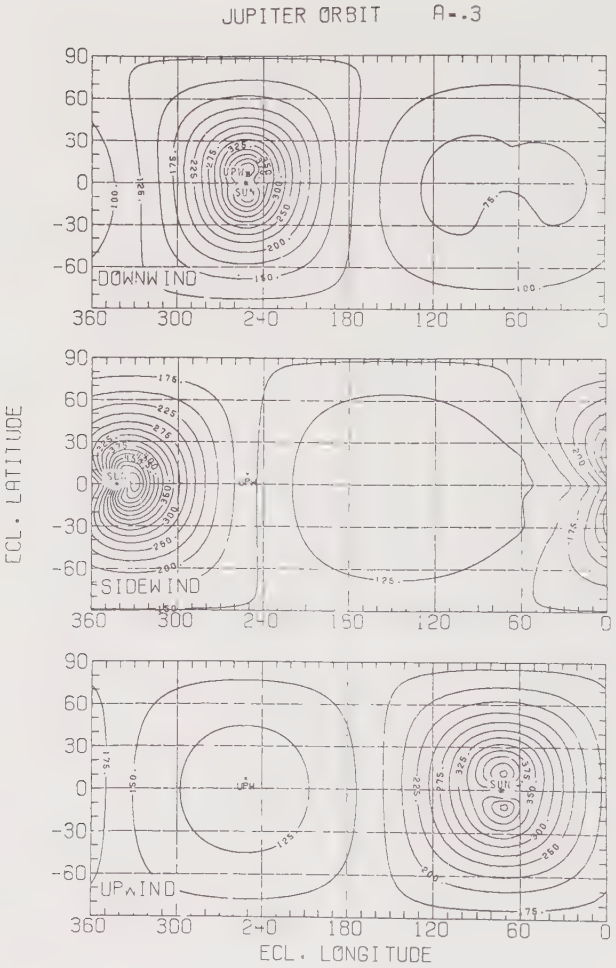


Abb. 8.5: Voraussagen der Lyman-alpha-Streustrahlungsverteilun
für Beobachtungen durch die Galileo-Sonde, dargestel
in ekliptischen Koordinaten. Die Karten zeigen die
Isophoten für die Downwind- (oben), Sidewind- (Mitte
und Upwind-Position (unten), berechnet für einen An-
isotropie-Parameter von A = 0.3 .

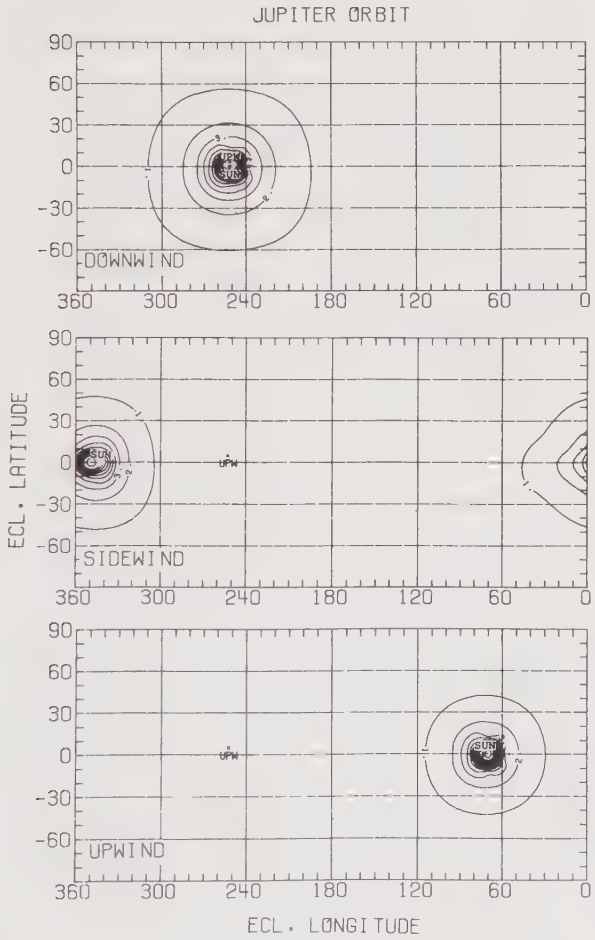


Abb. 8.6: Voraussagen der 584 A-Streustrahlungsverteilung für Beobachtungen durch die Galileo-Sonde, dargestellt in ekliptischen Koordinaten. Die Karten zeigen die Isophoten für die Downwind- (oben), Sidewind- (Mitte) und Upwind-Position (unten).

beruhen, durch in situ-Beobachtungen von Sonnenwind-Teilchen zu erweitern, benötigt man eine Raumsonde, die sich auf einer außerekliptischen Bahn durch das Sonnensystem bewegt. Die Beobachtungsgeometrien auf einer außerekliptischen Bahn werden zudem völlig neue Möglichkeiten zur Beobachtung der interplanetaren Streustrahlungsverteilung bieten.

Im Rahmen eines europäisch-amerikanischen Projekts, der Solar Polar Mission (auch als Out-of-Ecliptic Mission - OOE - bezeichnet), sollen 1984 erstmalig zwei Raumsonden durch swing by-Manöver am Jupiter in außerekliptische Umlaufbahnen gelenkt werden. Durch die hohe Bahninklination der beiden Sonden wird es möglich sein, im gesamten heliographischen Breitenbereich zwischen 0^{o} und 90^{o} solare und interplanetare Messungen durchzuführen. Ausführliche Simulationen der OOE-Beobachtungen für die Wasserstoff und für die Helium-Komponente zeigen, daß die einmalige Beobachtungsgeometrie, welche mit der OOE-Mission erreichbar ist, zu einer im Vergleich mit ekliptikalen Messungen grundsätzlich anderen Streustrahlungsverteilung führen wird (Witt und Blum, 1977

Die interessanteste Beobachtungsgeometrie ergibt sich im Dezembe 1986, wenn sich die OOE-North Probe im Abstand von etwa 1 AE übe dem solaren Nordpol befinden wird, während die zweite Sonde (OOE South Probe) sich oberhalb des solaren Südpols befinden wird. Für diese Beobachtungsgeometrie werden in Abb. 8.7 und 8.8 Model isophotenkarten gezeigt, mit denen die erwarteten interplanetaren 584 A- bzw. Lyman-alpha-Beobachtungen der OOE-North Probe simuliert werden. Die entsprechende Simulation für die OOE-South Probe wird nicht dargestellt, weil (1) die OOE-South Probe sich auf einer bezüglich der Ekliptik fast spiegelsymmetrischen Bahn bewegen wird, weil (2) unser Modell der Sonnenwind-Anisotropie nord-süd-symmetrisch ist und (3) weil die Anflugrichtung des interstellaren Windes eine geringe ekliptisch Breite besitzt, so daß die Isophotenkarten für die OOE-South Probe-Beobachtungen den für die OOE-North Probe dargestellten Modellergebnissen entsprechen. Sollten jedoch die Meßergebnisse der beiden Sonden signifikant voneinander abweichen, so werden gerade solche Abweichungen zum Nachweis einer Nord-Süd-Anisotropie der solaren

Strahlungen und des interplanetaren Neutralgases führen.

Abbildung 8.7 zeigt die Voraussage der 584 A-Streustrahlungsverteilung im ekliptischen Koordinatensystem: Wegen der speziellen Beobachtungsgeometrie erscheint die Sonne von der Raumsonde aus gesehen bei einer ekliptischen Breite von -90°. Diese Simulationsrechnung für OOE zeigt sehr deutlich die erhöhten 584 A-Intensitäten bei 72° ekliptischer Länge, d.h. entlang des Helium-Dichte-Konus auf der Downwind-Achse. Entsprechend treten bei 252° (upwind) die geringsten Intensitäten auf.

In Abb. 8.8 werden die erwarteten Lyman-alpha-Streustrahlungsverteilungen für verschiedene Werte des Anisotropie-Parameters A dargestellt. Abbildung 8.8 (oben) gilt für A = O: Das Maximum der Lyman-alpha-Intensität (410 R) liegt zwischen der Sonne und der Upwind-Richtung. Bei einer Anisotropie von A = O.3 (Mit-

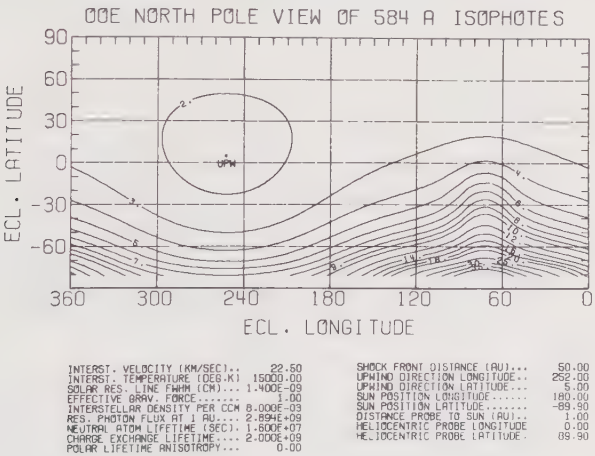


Abb. 8.7: Voraussage der 584 A-Streustrahlungsverteilung für die OOE-North Probe. Die Raumsonde befindet sich bei dieser Beobachtungsgeometrie in 1 AE Abstand oberhalb des solaren Nordpols, so daß die Sonne im ekliptischen Koordinatensystem bei -90° Breite erscheint. Die erhöhten Intensitäten des Helium-Dichtekonus treten bei 72° ekliptischer Länge, d.h. auf der Downwind-Achse auf.

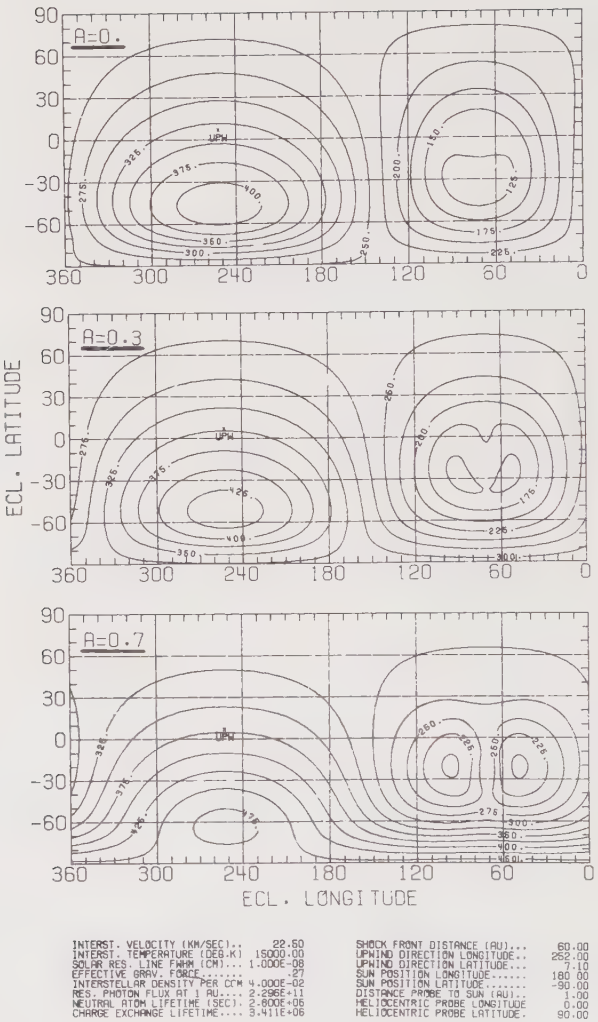


Abb. 8.8: Voraussagen der Lyman-alpha-Streustrahlungsverteilung für die OOE-North Probe. Die Beobachtungsgeometrie ist die gleiche wie in Abb. 8.7 . Die Isophotenkarten wurden für Anisotropiewerte von A = 0 (oben), A = 0.3 (Mitte) und A = 0.7 (unten) berechnet. Mit höheren Werten von A steigt die Intensität des Maximums, während sich der Sonnenabstand des Maximums verringert

te) hat das Maximum eine höhere Intensität (435 R) und erscheint etwas näher zur Sonne hin verschoben. Für einen sehr hohen Anisotropiewert von A = 0.7 (unten) ergibt sich eine noch höhere Maximalintensität von 480 R, die noch näher zur Sonne hin auftritt.

Diese Simulationsrechnungen mit unserem anisotropen Modell zeigen, daß die OOE-Mission nicht nur durch in situ-Messungen, sondern auch durch Streustrahlungsbeobachtungen einen wesentlichen Beitrag zu unserer Kenntnis des außerekliptischen Sonnenwindes liefern kann. Dabei sollten zur Planung der Beobachtungen, die von den beiden OOE-Sonden durchzuführen sein werden, die Resultate unserer Analyse der Mariner 10-Messungen, welche eine signifikante Breitenvariation der Sonnenwindeigenschaften nachweisen, berücksichtigt werden.

9. ZUSAMMENFASSUNG UND ERGEBNISSE

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Wechselwirkung zwischen den ins Sonnensystem einfließenden interstellaren Neutralgasen, d.h. dem interstellaren Wind, und den solaren Strahlungen untersucht. Es wurde ein verbessertes theoretisches Modell dieser Wechselwirkung entwickelt und zur Interpretation der interplanetaren UV-Beobachtungen der Raumsonde Mariner 10 herangezogen.

Zunächst wurde eine vergleichende Übersicht sämtlicher bisheriger Beobachtungen der interplanetaren Lyman-alpha- und 584 A-Streustrahlung und der darauf basierenden Bestimmungen der interstellaren Gasparameter erstellt.

9.1 Theoretische Ergebnisse

Davon ausgehend wurde das Interstellarwind-Modell von Blum et al. (1975) erweitert, so daß es auch für Zeiten hoher solarer Aktivität gilt, wenn der Lyman-alpha-Strahlungsdruck die Gravitationsanziehung übertrifft und somit eine abstoßenden Zentralkraft auf die neutralen Wasserstoffatome wirkt: Eine analytische Lösung, welche die Temperatur des interstellaren Mediums berücksichtigt, wurde zur Beschreibung der interplanetaren Wasserstoffdichte bei negativer effektiver Gravitation hergeleitet.

Mit dem so verbesserten Interstellarwind-Modell wurde untersucht wie die Charakteristika der Lyman-alpha- und 584 A-Streustrahlungsverteilungen (Intensitäten, Positionen und Anzahl der Maxima und Minima) von den zugrundeliegenden interstellaren und solaren Parametern abhängen.

9.2 Interstellarwind-Eigenschaften

Auf dieser Grundlage wurden die interplanetaren UV-Beobachtunge der Raumsonde Mariner 10 im Detail analysiert. Die Mariner 10-Daten stellen die bisher ausführlichsten und genauesten Messun-

gen sowohl der interplanetaren 584 A- als auch der Lyman-alpha-Streustrahlungsverteilung dar. Die insgesamt vier Beobachtungsmanöver wurden auf dem Flug der Raumsonde von der Erde zur Venus durchgeführt. Die optimale Anpassung unseres Modells an die Beobachtungsdaten ergibt einen Satz von Interstellarwind-Parametern, der konsistent ist nicht nur in Bezug auf die Helium- und Wasserstoffkomponente der Streustrahlung, sondern auch hinsichtlich der vier verschiedenen Beobachtungsgeometrien.

Die Resultate dieser bisher exaktesten Bestimmung der Eigenschaften des lokalen interstellaren Mediums lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1) Die Bewegungsrichtung des interstellaren Windes relativ zum Sonnensystem, d.h. die Upwind-Richtung, hat die Koordinaten $\alpha = 252^{o}$ und $\delta = -17^{o}$ (jeweils $\pm 2^{o}$) und besitzt somit eine zwar geringe, aber signifikante ekliptische Breite von 5^{o}.
2) Die Relativgeschwindigkeit zwischen dem Sonnensystem und dem lokalen interstellaren Medium von 22 km/sec, welche mittels hochauflösender spektroskopischer Messungen der UV-Hintergrundstrahlung durch den Copernicus-Satelliten gefunden wurde, konnte durch unsere Analyse bestätigt werden.
3) Die Temperatur des sonnennahen interstellaren Gases beträgt 15000 ± 3000 K und weist damit das lokale interstellare Medium als heisses "intercloud medium" aus.
4) Die Dichte des neutralen Wasserstoffs außerhalb des Sonnensystems beträgt 0.04 ± 0.01 Atome/cm^3. Die entsprechende Heliumdichte beträgt 0.008 ± 0.002 Atome/cm^3.
5) Aus den ermittelten Dichtewerten ergibt sich als wahrscheinlichstes Ergebnis für das Dichteverhältnis des neutralen Wasserstoffs zum Helium ein Wert von 5 zu 1, der unter dem auf Grund der kosmischen Abundanzen erwarteten Wert von 10 zu 1 liegt. Dies deutet darauf hin, daß etwa die Hälfte des interstellaren Wasserstoffs ionisiert sein muß, da nur die neutralen Gasatome ins Sonnensystem eindringen können. Genau ein solcher Ionisationsgrad des Wasserstoffs von 50% wird aber bei der ermittelten Temperatur von 15000 K erwartet, wie die theoretische Berechnung der Ionisierung des Wasserstoffs durch thermische Stösse zeigt. Dies ist eine wichtige Bestätigung unserer Dichte-

und Temperaturbestimmung.

9.3 Sonnenwind-Anisotropien

Über die Bestimmung der interstellaren Gasparameter hinaus erlaubte die Qualität der Mariner 10-Daten erstmalig eine Untersuchung von solaren Eigenschaften, die der Streustrahlungsverteilung zugrunde liegen, denn es traten signifikante Residuen zwischen den Lyman-alpha-Beobachtungen und den entsprechenden Modellanpassungen auf, die nur durch solare Anisotropien zu erklären sind.

Die Residuen zeigten eine Dichteerhöhung des interplanetaren neutralen Wasserstoffs über den solaren Polen. Die Ursache dafür ist eine breitenabhängige Variation des Sonnenwindflusses oder der Sonnenwindgeschwindigkeit oder beides. Ein analytisches Modell der Sonnenwind-Anisotropie wurde entwickelt, das die Berechnung der neutralen Wasserstoffdichte in Abhängigkeit von der heliographischen Breite erlaubt: Damit war es möglich, die Lyman-alpha-Daten der Mariner 10-Beobachtungen innerhalb der statistischen Genauigkeit anzupassen. So konnte die Breitenabhängigkeit der Sonnenwindeigenschaften auch quantitiativ festgelegt werden.

Diese neue Methode zur Bestimmung der Eigenschaften des außerekliptischen Sonnenwindes stellt das bedeutendste Ergebnis der vorliegenden Arbeit dar:

1) Die Ladungsaustauschrate zwischen Sonnenwindprotonen und Wasserstoffatomen geht vom solaren Äquator zu den Polen um 33% zurück, was zu einer 25% längeren Lebensdauer der neutralen Wasserstoffatome über den Polen führt.

2) Zusammen mit interplanetaren Szintillationsmessungen, die auf eine um 45% höhere polare Sonnenwindgeschwindigkeit hindeuten, ergibt unsere Analyse, daß der Sonnenwindfluß über den solaren Polen nur 85% des ekliptischen Wertes erreicht.

9.4 Voraussagen

Das breitenabhängige Modell wurde zur Vorhersage der Streustrah

lungsverteilungen, die bei zukünftigen Experimenten interplanetarer Raumsonden zu erwarten sind, herangezogen. Es wurde gezeigt, daß sonnennahe Raumsonden, z.B. Pioneer Venus Orbiter, für Messungen der Sonnenwind-Anisotropie besonders geeignet sind.

Die geplante Solar Polar Mission wird eine Bestätigung der Ergebnisse dieser Arbeit, vor allem der ermittelten Breitenvariation des Sonnenwindes, ermöglichen. Die Voraussagen zeigen, daß im Verlauf dieses Projekts, bei dem zwei Raumsonden erstmalig in außerekliptische Bahnen gelenkt werden sollen, im Vergleich mit ekliptikalen Messungen grundsätzlich andere Streustrahlungsverteilungen erwartet werden können. Unsere Resultate sind somit besonders wichtig für die Planung und Analyse zukünftiger Beobachtungen durch die Solar Polar Mission.

ANHANG A

HERLEITUNG DER ANALYTISCHEN LÖSUNG FÜR DIE INTERPLANETARE WASSERSTOFFDICHTE BEI NEGATIVER EFFEKTIVER GRAVITATION

In Abschnitt 3.2 wird dargestellt, daß das "kalte" Interstellarwind-Modell nicht ausreicht, um die Neutralgasdichte im Falle einer negativen effektiven Gravitation zu beschreiben. In diesem Anhang wird eine analytische Lösung hergeleitet, die ein repulsives Zentralkraftfeld und realistische Temperaturen des interstellaren Mediums berücksichtigt. Die Notation ist die gleiche wie in Abschnitt 3.

Die Geschwindigkeitsverteilung außerhalb der Heliosphäre setzt sich zusammen aus einer mittleren Geschwindigkeit $\bar{v}_o$ und einer thermischen Geschwindigkeit v_{th}. Wenn bezüglich v_{th} keine begrenzenden Annahmen gemacht werden, so wird eine analytische Lösung fast unmöglich, und eine numerische Lösung des Problems wird sehr kompliziert. Deshalb wird in der hier vorgeschlagenen Lösung die Annahme gemacht, daß die thermische Geschwindigkeit der interstellaren Wasserstoffatome parallel zur mittleren Geschwindigkeit ausgerichtet ist und eine Maxwellsche Verteilung besitzt, so daß thermische Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur mittleren Geschwindigkeit vernachlässigt werden.

Für ein Wasserstoffatom außerhalb des Sonnensystems ist die Geschwindigkeit gegeben durch

$$v = \bar{v}_o + v_{th} \tag{A-1}$$

Sei mit $f(v)$ die Geschwindigkeitsverteilung der interstellaren Wasserstoffatome außerhalb des Sonnensystems bezeichnet, dann gilt

$$f(v) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \exp\left[\frac{-m(v-\bar{v}_o)^2}{2kT}\right] \tag{A-2}$$

Wir können nun Gleichung (3.17) mit einem Faltungsintegral für n_j^* ersetzen

$$n_j^*(r,\theta) = \int_{v_L}^{\infty} \frac{(\sqrt{A_B} + (-1)^{j+1})^2}{4\sqrt{A_B}} f(v)dv \qquad (A-3)$$

mit

$$A_B = A_B(r,\theta,v) \qquad (A-4)$$

Wir führen die folgenden beiden Konstanten ein:

$$\alpha = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \qquad \beta = \frac{m}{2kT} \qquad (A-5)$$

und erhalten

$$n_j^*(r,\theta) = \frac{\alpha}{4} \int_{v_L}^{\infty} \left[\sqrt{A_B} + \frac{1}{\sqrt{A_B}} + 2(-1)^{j+1}\right] \exp\left[-\beta(v-\bar{v}_o)\right] dv \qquad (A-6)$$

Die untere Grenze v_L des Integrals ist festgelegt durch die Bedingung, daß zu n_j^* nur solche Atome beitragen, deren Geschwindigkeit im Unendlichen es ihnen ermöglicht, den Raumpunkt $\vec{r} = (r,\theta)$ zu erreichen: Für $\mu < 1$ kann jeder Punkt erreicht werden. Für $\mu > 1$ muß jedoch die Bedingung $A_B > 0$ erfüllt werden, woraus folgt

$$v_L(r,\theta) = \sqrt{\frac{4}{1+\cos\theta} \frac{GM(\mu-1)}{r}} \qquad (A-7)$$

$A_B(r,\theta,v)$ kann nun durch die Geschwindigkeiten im Unendlichen ausgedrückt werden

$$A_B(r,\theta,v) = 1 - \frac{v_L^2}{v^2} \qquad (A-8)$$

Wir gehen von der Annahme aus, daß die thermische Geschwindigkeit klein ist im Vergleich zur mittleren Geschwindigkeit. Verglichen mit Gleichung (3.17) wird die für n_j^* benötigte Lösung nur in der Nähe von r_{crit}, wo $v_L \simeq \bar{v}_o$ gilt, durch Temperatur-

effekte stark beeinflußt.

Wir können nun $A_B(r,\theta,v)$ approximieren durch

$$A_B = \frac{2\,v^*}{\bar{v}_o} = \frac{2(v_{th} - v_D)}{\bar{v}_o} \tag{A-9}$$

mit

$$v_D = v_L - \bar{v}_o \quad , \quad v^* = v - v_L \tag{A-10}$$

Werden nun mit Hilfe von (A-9) und (A-10) in Gleichung (A-6) A_B, v, $\bar{v}_o$ und v_L ersetzt, so reduziert sich das Problem auf die Lösung von drei separaten Integralen:

$$n_j^*(r,\theta) = I_1 + I_2 + (-1)^{j+1}\ I_3 \tag{A-11}$$

mit

$$I_3 = \frac{1}{2}\alpha \int_{v_D}^{\infty} \exp(-\beta v_{th}^2)\ dv_{th} \tag{A-12}$$

welches mit der Fehlerfunktion gelöst werden kann

$$I_3 = \frac{1}{4}(1 - \mathrm{erf}\{v_D\sqrt{\beta}\}) \tag{A-13}$$

Die Lösungen für

$$I_1 = \frac{1}{4}\alpha\sqrt{\frac{2}{\bar{v}_o}} \int_0^{\infty} \sqrt{v^*}\ \exp\{-\beta v^{*2} - 2\beta v^* v_D - \beta v_D^2\}dv^* \tag{A-14}$$

und

$$I_2 = \frac{1}{4}\alpha\sqrt{\frac{\bar{v}_o}{2}} \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{v^*}}\ \exp\{-\beta v^{*2} - 2\beta v^* v_D - \beta v_D^2\}dv^* \tag{A-15}$$

sind z.B. von Ryzik und Gradstejn (1957) angegeben:

$$\int_0^\infty x^{\nu-1}\, e^{-\beta x^2-\gamma x} = (2\beta)^{-\frac{\nu}{2}}\, \Gamma(\nu)\, \exp\left(\frac{\gamma^2}{8\beta}\right)\, U\left(\nu-\tfrac{1}{2}, \frac{\gamma}{\sqrt{2\beta}}\right) \qquad \text{(A-16)}$$

wobei $U(a,z) = D_{-a-\frac{1}{2}}(z)$ die symmetrische Notation für die Whittaker Funktion D darstellt, die von Abramowitz und Stegun (1971) tabelliert wurde. Somit gilt

$$I_1 = \frac{1}{4}\alpha\sqrt{\frac{2}{v_o}}\, \exp\left(\frac{-\beta v_D^2}{2}\right)\, (2\beta)^{-\frac{3}{4}}\, \Gamma\left(\frac{3}{2}\right)\, U(1,\sqrt{2\beta}\, v_D) \qquad \text{(A-17)}$$

und

$$I_2 = \frac{1}{4}\alpha\sqrt{\frac{v_o}{2}}\, \exp\left(\frac{-\beta v_D^2}{2}\right)\, (2\beta)^{-\frac{1}{4}}\, \Gamma\left(\frac{1}{2}\right)\, U(0,\sqrt{2\beta}\, v_D) \qquad \text{(A-18)}$$

Damit haben wir analytische Ausdrücke zur Beschreibung sowohl der direkten Komponente n_1^* und der indirekten Komponente n_2^* der Dichte des neutralen Wasserstoffs, welche durch Fokussierungs- und Defokussierungseffekte bei negativer effektiver Gravitation und nicht verschwindender interstellarer Gastemperatur hervorgerufen werden, abgeleitet (siehe Abb. 3.3).

Um den Einfluß der solaren ionisierenden Strahlungs- und Teilchenflüsse auf die Wasserstoffdichte zu beschreiben, muß auch der Exponent in Gleichung (3.2) für den Fall einer nicht verschwindenden Gastemperatur untersucht werden: Prinzipiell geschieht dies ähnlich wie oben für n_j^*. Der Exponent E_j hängt ab vom Stoßparameter p_j, der seinerseits von der Funktion $A_B = A_B(r,\theta,v)$ abhängt

$$p_j = \frac{1}{2} r \sin\theta_j \left(1+(-1)^{j+1}\sqrt{A_B}\right) \qquad \text{(A-19)}$$

Wiederum ist ein Faltungsintegral zu lösen

$$E_j(r,\theta) = \int_{v_L}^{\infty} \exp\left[\frac{-r_e^2\theta_j}{\tau_E p_j v} - \frac{r_e^2}{v_{SW} r \tau_E^{(c)}}\right] f(v)\,dv \qquad \text{(A-20)}$$

Da eine analytische Lösung von (A-20) nicht möglich ist, berechnen wir $E_j(r,\theta)$ nach

$$E_j(r,\theta) = \exp\left[\frac{-r_e^2\theta_j}{\tau_E \frac{1}{2}r\sin\theta_j\ (1+(-1)^{j+1}\sqrt{A_B(r,\theta,v_M)})v_M} - \frac{r_e^2}{v_{SW}r\tau_E^{(c)}}\right] \tag{A-21}$$

wobei $v_M(r,\theta)$ die Durchschnittsgeschwindigkeit im Unendlichen von den Atomen darstellt, die bis zum Raumpunkt $\vec{r} = (r,\theta)$ vordringen können

$$v_M(r,\theta) = \frac{\int_{v_L(r,\theta)}^{\infty} v\,f(v)dv}{\int_{v_L(r,\theta)}^{\infty} f(v)dv} = \frac{\int_{v_D(r,\theta)}^{\infty} v_{th}\,f(v_{th})dv_{th}}{\int_{v_D(r,\theta)}^{\infty} f(v_{th})dv_{th}} + \bar{v}_o \tag{A-22}$$

Dieser Ausdruck kann mittels partieller Integration analytisch gelöst werden

$$v_M(r,\theta) = \frac{\exp(-\beta v_D^2)}{\sqrt{\beta\pi}\ (1-\mathrm{erf}(v_D\sqrt{\beta}))} + \bar{v}_o \tag{A-23}$$

Diese Durchschnittsgeschwindigkeit v_M, zusammen mit Gl. (3.18) und Gl. (3.19), liefert einen Ausdruck für $A_B(r,\theta,v)$

$$A_B(r,\theta,v_M) = 1 + \frac{4\,GM(1-\mu)}{r\,v_M^2\,(1+\cos\theta)} \tag{A-24}$$

der positiv ist für alle Raumpunkte $\vec{r} = (r,\theta)$. Durch Einsetzen von (A-24) in (A-21) ist es jetzt möglich, die Abnahme der Wasserstoffdichte durch Ionisierung für die direkte und indirekte Komponente zu berechnen (siehe Abb. 3.6).

Die relativen Wasserstoffdichten im interplanetaren Raum können nun nach

$$n^*_{rel}(r,\theta) = \sum_{j=1}^{2} n^*_j(r,\theta) \quad E_j(r,\theta) \tag{A-25}$$

berechnet werden (siehe Abb. 3.7).

ANHANG B

AUSWIRKUNG DER BREITENABHÄNGIGKEIT DES SONNENWINDES AUF DIE INTERPLANETARE WASSERSTOFFDICHTE

In diesem Anhang wird, ausgehend von dem in Abschnitt 6.1 beschriebenen Modell der Sonnenwind-Anisotropie, die Veränderung der neutralen Wasserstoffdichte hergeleitet. Auf seiner Bahn durch das Sonnensystem erfährt ein Wasserstoffatom eine Veränderung der Ladungsaustauschrate, erstens wegen der invers quadratischen Abhängigkeit vom Sonnenwindfluß und zweitens wegen der Breitenvariation des Sonnenwindes. Der Fall der invers quadratischen Variation des Sonnenwindflusses wurde von Blum et al. (1975) diskutiert.

Abbildung B-1 zeigt die Bahn eines Wasserstoffatoms im Sonnensystem. Wir gehen von der Annahme aus, daß die Upwind-Downwind-

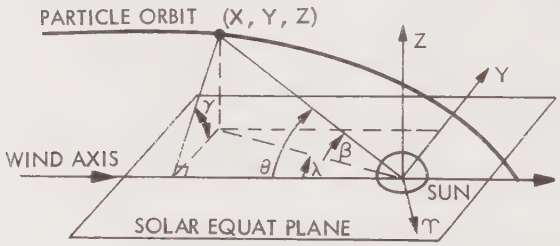


Abb. B-1: Geometrie zur Berechnung der Veränderung der interplanetaren Wasserstoffdichte durch solare Breitenvariationen. γ definiert den Winkel zwischen der Bahnebene eines Atoms und der solaren Äquatorebene. θ ist der heliozentrische Winkel zwischen der Interstellarwind-Richtung und dem Raumpunkt (x,y,z) auf der Bahn. Anstatt als x-Achse die Richtung zum Frühlingspunkt zu wählen, haben wir das Bezugssystem so gedreht, daß die x-Achse der Downwind-Richtung entspricht. β ist die solare Breite des Atoms bei (x,y,z) und λ ist die solare Länge.

Achse des interstellaren Windes in der Ekliptik liegt. Diese Näherung ist zulässig in Anbetracht des nur geringen Winkels zwischen dem Sonnenäquator und der Ekliptik (7° Inklination und 75° ekliptische Länge des aufsteigenden Knotens) und der Upwind-Richtung (5° Breite und 253° Länge im ekliptischen Koordinatensystem): Somit hat die interstellare Upwind-Richtung eine heliographische Breite von nur 5°.

Die Gesamtlebensdauer an einem vorgegebenen Raumpunkt $\vec{r} = (x,y,z)$ hängt ab vom Sonnenabstand r und von der heliographischen Breite β

$$\tau(r,\beta) = \tau_E(\beta) \frac{r^2}{r_E^2} \tag{B-1}$$

Die Relativdichte n_{rel} des ins Sonnensystem eindringenden Wasserstoffs ist gegeben durch

$$n_{rel}(\vec{r}) = \sum_{j=1}^{2} n_j^*(r,\theta) \exp\left[- \int_o^{\theta_j} \frac{r_E^2}{\tau_E(\beta) p_j v_o} d\theta \right] \tag{B-2}$$

Wir verwenden die gleiche Notation wie in Blum et al. (1975).

Die Funktion n^* drückt die Verdichtung durch die Bahngeometrie aus. Der Index j bezieht sich auf die direkten bzw. indirekten Orbits. Bei einer Gesamtlebensdauer τ_E bei 1 AE, die unabhängig von β ist, ergibt die Integration von (B-2) die Gleichung (4) in Blum et al. (1975).

Mit Gleichungen (6.1) und (6.4) kann Gl.(B-2) wie folgt umgeschrieben werden

$$n_{rel}(\vec{r}) = \sum_{j=1}^{2} n_j^*(r,\theta) \exp\left[\int_o^{\theta_j} \frac{r_E^2}{p_j v_o} \left(\frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_Q} - \frac{A}{\tau_o} \sin^2 \beta \right) d\theta \right] \tag{B-3}$$

Die Betrachtung der Geometrie in Abb. (B-1) zeigt, daß

$$\sin \beta = \sin \gamma \cdot \sin \theta \tag{B-4}$$

Der Winkel γ bleibt bei der Bewegung des Wasserstoffatoms konstant, weil die wirksame Kraft eine Zentralkraft ist, so daß das Atom in der durch γ definierten Bahnebene verbleibt.

Wird (B-4) in Gl. (B-3) substituiert, so können wir das Integral analytisch lösen:

$$n_{rel}(\vec{r}) = \sum_{j=1}^{2} n_j^*(r,\theta) \exp\left[-\frac{r_E^2 \theta_j}{p_j v_o} \left\{ \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_o} - \frac{A \sin^2 \gamma}{2\tau_o} \left(1 - \frac{\sin 2\theta_j}{2\theta_j}\right) \right. \right. \qquad \text{(B-5)}$$

Wir verwenden diesen Ausdruck für die relative Zahlendichte im Interstellarwind-Modell, um die interplanetaren Lyman-alpha-Streustrahlungsintensitäten für den Fall eines anisotropen Sonnenwindes zu berechnen. Für $A = 0$ reduziert sich Gl.(B-5) zur sphärisch symmetrischen Lösung.

Wir weisen darauf hin, daß diese Lösung für jeden Wert der effektiven Gravitation gültig ist und nicht begrenzt ist auf den Fall geradliniger Bahnbewegungen, wenn für $\mu = 1$ der Strahlungsdruck die Gravitationskraft genau kompensiert.

LITERATURVERZEICHNIS

Abramowitz, M., Stegun, I.A., 1970: Handbook of mathematical functions. Dover Publ., New York.

Adams, T.M., 1972: The escape of resonance-line radiation from extremely opaque media. Astrophys.J. 174: 439-448.

Adams, T.F., Frisch, P.C., 1977: High-resolution observations of the Lyman-alpha sky background. Astrophys. J. 212: 300-308.

Ajello, J.M., 1978: private Mitteilung.

Allen, C.W., 1973: Astrophysical quantities, third edition. Athlone Press, London.

Axford, W.I., 1972: Solar Wind. NASA special publ. 308, ed.: Sonnett, C.P. et al., pp. 609-660.

Banks, P.M., Kockarts,G., 1973: Aeronomy, part A. Academic Press, New York and London, p.164, Table 7.19.

Barth, C.A., 1970a: Mariner 5 measurements of ultraviolet emission from the galaxy. I.A.U. Symp. No. 36, ed.: Houziaux, L. and Butler, H.E.(Dordrecht: D. Reidel Publishing Co.)

Barth, C.A., 1970b: Mariner 6 measurements of the Lyman-alpha sky background. Astrophys.J. 161: L181-L184.

Bertaux, J.M., Ammar, A., Blamont, J.E., 1972: OGO 5 determination of the local interstellar wind parameters. Space Res. XII, Akademie-Verlag, Berlin, p.1559.

Bertaux, J.L., Blamont, J.E., 1970: Distribution of atomic Hydrogen in the upper atmosphere and in the solar system. Preprint, CNRS, Verrières le Buisson, France.

Bertaux, J.M., Blamont, J.E., 1971: Evidence for a source of extraterrestrial Hydrogen Lyman-alpha emission: the interstellar wind. Astron.Astrophys. 11: 200-217.

Bertaux, J.M., Blamont, J.E., Tabarié, N., Kurt, W.G., Bourgin, M.C., Smirnov, A.S., Dementeva, N.N., 1976: Interstellar medium in the vicinity of the sun: a temperature measure-

ment obtained with Mars-7 interplanetary probe. Astron. Astrophys.46: 19-29.

Blum, P.W., 1973: Neutral interstellar hydrogen and extraterrestrial Lyman alpha radiation. Space Res. XIII, Akademie-Verlag, Berlin, p.879.

Blum, P.W., 1978: The influence of the solar cycle on interplanetary neutral hydrogen densities and the interplanetary scattered Lyman alpha radiation. Presented at: International Symposium on Solar-Terrestrial Physics, Innsbruck, Austria.

Blum, P.W., Fahr, H.J., 1969: Solar wind tail and the anisotropic production of fast hydrogen atoms. Nature 223: 936-7.

Blum, P.W., Fahr, H.J., 1970a: Interaction between interstellar hydrogen and the solar wind. Astron.Astrophys.4: 280-290.

Blum, P.W., Fahr, H.J., 1970b: The distribution of interplanetary hydrogen. Astrophys.Lett.5: 127-128.

Blum, P.W., Fahr, H.J., 1972: New interpretations of extraterrestrial Lyman-alpha observations. Space Res. XII, Akademie-Verlag, Berlin, p.1569.

Blum, P.W., Fahr, H.J., 1976: Revised interstellar neutral helium/hydrogen density ratios and the interstellar UV-radiation field. Astrophys.Space Sci. 39: 321-334.

Blum, P.W., Pfleiderer, J., Wulf-Mathies, C., 1975: Neutral gases of interstellar origin in interplanetary space. Planet. Space Sci. 23: 93-105.

Brandt, J.C., Harrington, R.S., Roosen, R.G., 1975: Interplanetary gas XX. Does the radial solar wind speed increase with latitude? Astrophys.J. 196: 877-878.

Brandt, J.C., Roosen, R.G., Harrington, R.S., 1972: Interplanetary gas XVII. An astrometric determination of solar-wind velocities from orientations of ionic comet tails. Astrophys.J. 177: 277-284.

Broadfoot, A.L., Kumar, S., 1978: The interstellar wind: Mariner 10 measurements of hydrogen (1216 A) and helium (584A) interplanetary emission. Astrophys.J. 222: 1054-1067.

Broadfoot, A.L., Kumar, S., Belton, M.J.S., McElroy, M.B., 1974: Ultraviolet observations of Venus from Mariner 10: preliminary results. Science 183: 1315-1318.

Bohlin, R.C., 1973: Mariner 9 ultraviolet spectrometer experiment: measurements of the Lyman alpha sky background. Astron. Astrophys. 28: 323-326.

Bruner, E.C., 1978: OSO-8 high resolution ultraviolet spectrometer experiment: introduction and optical design. Space Sci. Instrumentation (in press).

Carlson, R.W., 1978: private Mitteilung.

Chambers, W.H., Fehlau, P.E., Fuller, J.C., Kunz, W.E., 1970: Anisotropic atomic hydrogen distribution in interplanetary space. Nature 225: 713-714.

Coles, W.A., Maagoe, S., 1972: Solar-wind velocity from IPS Observations. J.Geophys.Res. 77: 5622.

Coles, W.A., Rickett, B.J., 1976: IPS observations of the solar wind speed out of the ecliptic. J.Geophys.Res. 81: 4797.

Cushman, G.W., Farwell, L., Godden, G., Rense, W.A., 1975: Solar line profiles of He I 584 A and He II 304 A. J.Geophys.Res. 80: 482.

Dennison, P.A., Hewish, A., 1967: The solar wind outside the plane of the ecliptic. Nature 213: 343.

Diodato, L., Moreno, G., Signorini, C., Ogilvie, K.W., 1974: Long-term variations of the solar wind properties. J.Geophys.Res. 79: 5095.

Doschek, G.A., Behring, W.E., Feldman, U., 1974: The widths of the solar He I and He II lines at 584, 537, and 304 A. Astrophys.J. 190: L141-L142.

Fahr, H.J., 1970: Interstellar hydrogen densities in the surroundings of the solar system. Nature 226: 435-436.

Fahr, H.J., 1974: The extraterrestrial UV-background and the nearby interstellar medium. Space Sci. Reviews 15: 483-540.

Fahr, H.J., Blum, P.W., 1970: Lyman-alpha scattering during the solar rotation period. Astron.Astrophys. 8: 226-230.

Fahr, H.J., Lay, G., 1972:Extraterrestrische Ultraviolettstrahlung und die Parameter des sonnennahen HI-Mediums. Paper presented to AG-Meeting, Vienna. Preprint.

Fahr, H.J., Lay, G., Wulf-Mathies, C., 1978: Derivation of interstellar gas parameters from an EUV-rocket observation. Space Res. XVIII, Pergamon Press, Oxford and New York, 393.

Fastie, W.G., Feldman, P.D, Henry, R.C., Moos, H.W., Barth, C.A. Lillie, C.F., Thomas, G.E., Donahue, T.M., 1973: The Apollo 17 orbital ultraviolet spectrometer experiment. Presented at Fourth Lunar Science Conference, Houston, Texas.

Feldman, W.C., 1976: private Mitteilung.

Feldman, W.C., Asbridge, J.R., Bame, S.J., Gosling, J.T., 1978: Long term variations of selected solar wind properties: IMP 6, 7, and 8 results. J.Geophys.Res. (in press).

Feldman, W.C.,Goldstein, D., Scherb, F.,1972a: Annual variation of the interplanetary He^{+} velocity distribution at 1 AU. J.Geophys.Res. 77: 5389.

Feldman, W.C., Lange, J.J., Scherb, F., 1972b: Interstellar helium in interplanetary space. Solar Wind, NASA special publ. 308, ed.: Sonnett, C.P. et al., pp.684-697.

Field, G.B., Goldsmith, D.W., Habing, H.J., 1969: Cosmic-ray heating of the interstellar gas. Astrophys.J. 155: L149-L154.

Fite, W.L., Smith, A.C.H., Stebbings, R.F., 1962: Charge transfer in collisions involving symmetric and asymmetric resonance. Proc.Roy.Soc. of London 268: 527-536.

Freeman, J., Paresce, F., Bowyer, S., Lampton, M., Stern, R., Margon, B., 1977: The local interstellar helium density. Astrophys.J. 215: L83-L86.

Grzedzielski, S., 1966: On the possibility of fragmentation of a pre-galaxy with large internal velocity differences. Mon.Not.R.astr.Soc. 134: 109-134.

Henry, R.C., 1977: Far-ultraviolet studies I. Predicted far-ultraviolet interstellar radiation field. Astrophys.J.Suppl. 33: 451-458.

Hinteregger, H.E., 1976: EUV fluxes in the solar spectrum below 2000 A. J.Atmos.Terr.Phys. 38: 791-806.

Holzer, T.E., 1978: Neutral hydrogen in interplanetary space. Rev.Geophys.Space Phys. (in press).

Hundhausen, A.J., 1978a: An interplanetary view of coronal holes. Chap. 7 of "A Monograph on Coronal Holes" ed.: Zirker, J.B., (in press).

Hundhausen, A.J., 1978b: private Mitteilung.

Joselyn, J.A., Holzer, T.E., 1975: The effect of asymmetric solar wind on the Lyman alpha sky background. J. Geophys. Res. 80: 903.

Kumar, S., Broadfoot, A.L., 1975: He 584 A airglow emission from Venus: Mariner 10 observations. Geophys.Res.Lett. 2: 357-360.

Kurt, V.G., Dostalov, S.B., 1968: Far ultraviolet radiation from the Milky Way. Nature 218: 258.

Kurt, V.G., Germogenova, T.A., 1967: Scattering of solar Lyman-alpha radiation by galactic hydrogen. Soviet Astr..-AJ 11: 278.

Kurt, V.G., Syunyaev, R.A., 1968: Observations and interpretations of the ultraviolet radiation from the galaxy. Soviet Astr.-Aj 11: 928.

Lang, R., 1977: Dichteverteilung und Lyman-alpha-Streustrahlung des durch Ladungsaustausch mit Sonnenwindprotonen entstandenen Wasserstoffs. Dissertation, Astr.Inst.Univ.Bonn.

Otten, E.W., 1974: private Mitteilung.

Paresce, F., Bowyer, S., Kumar, S., 1974a: Observations of HeI 584 A nighttime radiation; evidence for an interstellar source of neutral helium. Astrophys.J. 187: 633-639.

Paresce, F., Bowyer, S., Kumar, S., 1974b: Further evidence for an interstellar source of nighttime HeI 584 A radiation. Astrophys.J. 188: L71-L73.

Rhodes, E.J., Smith, E.J., 1975: Evidence of a large-scale gradient in the solar wind velocity. J.Geophys.Res. 81 2123.

Rhodes, E.J., Smith, E.J., 1976: Further evidence of a latitude gradient in the solar wind velocity. J.Geophys.Res. 81:, 5833.

Ripken, H.W., 1975: A three-dimensional solar wind model based on observational data. Preprint, Astr.Inst.Univ.Bonn.

Ryzik, J.M., Gradstejn, J.S., 1957: Summen-, Produkt und Integraltafeln. Dt. Verl. d. Wiss., Berlin.

Suess, S.T., Richter, A.K., Winge, C.R., Nerney, S.F., 1977: Solar polar coronal hole - a mathematical solution. Astrophys.J. 217: 296-305.

Suzuki, K., Carlson, R.W., Judge, D.L., 1975: Pioneer 10 and 11 ultraviolet photometer observations of the interplanetary hydrogen and helium glow: the radial dependence. Presented at Fall Ann. Meet. Am.Geophys. Union, San Francisco, California.

Thomas, G.E., 1971: Properties of nearby interstellar hydrogen deduced from Lyman alpha sky background measurements. Preprint, LASP, Boulder, Colorado. Also in "Solar Wind" NASA SP-308, 1972, pp.668-683.

Thomas, G.E., 1973: The neutral interplanetary Medium. Presented at AIAA/AGU Conf. Explor. Outer Solar Syst., Denver, Colo.

Thomas, G.E., 1975: Interplanetary gas of nonsolar origin. Rev. Geophys.Space Phys. 13: 1063-1065, 1081-1083.

Thomas, G.E., 1978a: The interstellar wind and its influence on the interplanetary environment. Ann.Rev. Earth Planet.Sci. 6: 173-204.

Thomas, G.E., 1978b: private Mitteilung.

Thomas, G.E., Anderson, D.E., 1976: Global atomic hydrogen density derived from OGO-6 Lyman alpha measurements. Planet. Space Sci. 24: 303-312.

Thomas, G.E., Krassa, R.F., 1971: OGO 5 measurements of the Lyman alpha sky background. Astron.Astrophys. 11: 218-233.

Thomas, G.E., Krassa, R.F., 1974: OGO 5 measurements of the Lyman-alpha sky background in 1970 and 1971. Astron.Astrophys. 30: 223-232.

Tinsley, B.A., 1969: Anisotropic galactic emissions at Lyman alpha and nearby wavelengths. J.Geophys.Res 74: 2327.

Vidal-Madjar, A., 1975: Evolution of the solar Lyman alpha flux during four consecutive years. Solar Phys. 40: 69-86.

Wallis, M.K., 1974: Local hydrogen gas and the background Lyman-alpha pattern. Mon.Not.R.astr.Soc. 167: 103-119.

Weller, C.S., Meier, R.R., 1974: Observations of helium in the interplanetary/interstellar wind: the solar-wake effect. Astrophys.J. 193: 471-476.

White, O.R., Lemaire, P., 1976: A summary of scientific results from the sail experiment of OSO-8 during the first year of operation. LASP OSO Rep. No.2, Boulder, Colorado: Univ.Colorado.

Witt, N., 1978: Model skymaps for possible observations of the interplanetary resonance radiation distribution by the Voyager spacecraft. Preprint, Astr.Inst.Univ.Bonn.

Witt, N., Blum, P.W., 1977: Anticipated backscattered solar radiation observed by an out-of-ecliptic spacecraft. Preprint, Astr.Inst.Univ.Bonn.

Wulf-Mathies, C., Blum, P.W., 1976a: Abundances of neutral elements in interplanetary space. Space Res. XVI, Akademie-Verlag, Berlin, pp. 665-669.

Wulf-Mathies, C., Blum, P.W.,1976b: The influence of the interstellar gas temperature and the solar resonance line profile at 584 A on the interplanetary helium radiation. Preprint, Astr.Inst.Univ.Bonn.

Herrn Prof. Dr. Peter W. Blum danke ich sehr herzlich für wichtige Anregungen und für die freundliche Unterstützung bei der Erstellung dieser Arbeit.

Bei Herrn Dr. Joseph M. Ajello bedanke ich mich für die fruchtbare Zusammenarbeit während meiner Forschungsaufenthalte am Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, Kalifornien.

Auch Frau Kathy Schrüfer und Herrn Dr. Günter Paul danke ich für die Hilfe bei der Reinschrift und Durchsicht des Manuskripts.

Die numerischen Rechnungen zu dieser Arbeit wurden durchgeführt an der IBM 370/168 der Universität Bonn, an der Cyber 172 des Max-Planck-Instituts für Radioastronomie in Bonn und an der UNIVAC 1108 des Jet Propulsion Laboratory in Pasadena, Kalifornien.

LEBENSLAUF:

17. 6. 1948 In Hamburg-Altona als Sohn des Hans H. Witt und seiner Frau Christine geboren.

April 1955 Einschulung in die katholische Volksschule in Beuel

Feb. 1957 Wegen der Tätigkeit meines Vaters im Auswärtigen Am zog die Familie nach Hong Kong. Dort besuchte ich die englische Primary School.

Juli 1959 Versetzung in die englische Secondary School in Hong Kong. Dies entsprach der Aufnahme in ein deutsches Gymnasium.

August 1961 Während des Heimaturlaubs kurzer Besuch des Staatlichen Christianeums in Hamburg.

Feb. 1962 Umzug der Familie nach Johannesburg in Südafrika. Dort Besuch der deutschen Schule.

Mai 1965 Rückkehr nach Deutschland. Aufnahme in die Unterprima des Nikolaus Cusanus Gymnasiums in Bonn-Bad Godesberg.

Novem. 1966 Bestehen der Reifeprüfung am Nikolaus Cusanus Gymnasium.

Januar 1967 Beginn der Ableistung der Wehrdienstzeit beim Bundesgrenzschutz.

April 1968 Immatrikulation an der Universität Bonn für das Studium der Physik.

Juli 1970 Bestehen der Diplom-Vorprüfung.

Juli 1974 Bestehen der Diplomprüfung für Physik mit Auszeichnung. Die Diplomarbeit wurde am Institut für Astrophysik und extraterrestrische Forschung in Bonn bei Prof. M. Roemer über die Bestimmung von Atmosphärendichten aus Satellitenbeobachtungen geschrieben.

August 1974 Einstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Astrophysik und extraterrestrische Forschung der Universität Bonn.

März 1977 Beginn der Dissertation unter der wissenschaftlichen Anleitung von Prof. Peter W. Blum